



TITLE:

高層建物周りの流れ場と空力不安
定振動に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

丸山, 勇祐

CITATION:

丸山, 勇祐. 高層建物周りの流れ場と空力不安定振動に関する研究. 京都大学, 2000, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2000-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3167321>

RIGHT:

高層建物周りの流れ場と 空力不安定振動に関する研究

丸山勇祐

高層建物周りの流れ場と空力不安定振動に関する研究

もくじ

第1章 序文

1. 1 はじめに	5
1. 2 研究の概要	9
参考文献	10

第2章 人工的に生成した変動風を用いた数値計算手法

2. 1 はじめに	13
2. 2 LESによる計算概要	14
2. 2. 1 LESの概要	14
2. 2. 2 流入変動風の生成および計算領域	18
2. 2. 3 計算格子および境界条件	20
2. 2. 4 計算手法	21
2. 3 流入変動風を用いた場合の圧力補正	22
2. 4 計算結果および考察（格子1）	24
2. 5 計算結果および考察（格子2）	27
2. 5. 1 直方体表面の風圧分布	27
2. 5. 2 物体周りの流れ場の変化	31
2. 6 むすび	33
参考文献	34

第3章 乱流境界層内に建つ高層建物周りの数値計算

3. 1 はじめに	37
3. 2 計算概要	37
3. 3 風圧係数および平均風速の分布	40
3. 4 角柱側面に働く揚力	43
3. 5 高層建物周りの流れ場の変化	45
3. 6 むすび	48
参考文献	48

第4章	正方形断面をもつ高層建物の非定常風圧力	
4. 1	はじめに	51
4. 2	実験方法	52
4. 3	角柱側面の風圧分布	54
4. 4	変動風圧のスペクトル解析	55
4. 5	角柱側面の圧力変動の空間相関係数	57
4. 6	振動角柱に作用する空気力	58
4. 6. 1	仕事量の定義	58
4. 6. 2	角柱が空気から受ける仕事量	60
4. 7	むすび	66
	参考文献	67
第5章	接近流および断面形状による非定常風圧力への影響	
5. 1	はじめに	69
5. 2	実験概要	70
5. 3	変動風圧のスペクトル解析	71
5. 4	変動風圧のなす仕事量	74
5. 4. 1	仕事量の定義	74
5. 4. 2	風方向に細長い角柱（辺長比2）	75
5. 4. 3	風直角方向に細長い角柱（辺長比0. 5）	78
5. 4. 4	変動風圧のなす仕事量の総和	80
5. 5	接近流の影響について	82
5. 6	むすび	91
	参考文献	92
第6章	風直角方向に振動する高層建物周りの流れ場	
6. 1	はじめに	93
6. 2	実験方法	93
6. 2. 1	風速変動の測定	93
6. 2. 2	流れの可視化	95
6. 3	風速変動の解析	95
6. 3. 1	平均風速と乱れの強さ	95
6. 3. 2	2種類の渦の分布	97
6. 4	流れの可視化	100
6. 5	むすび	105
	参考文献	106

第7章	非定常空気力の発生と流れ場の構造に関する考察	
7. 1	はじめに	107
7. 2	接近流の乱れと渦の形成について	107
7. 3	建物周りに形成される流れ場のパターン	108
7. 4	流れの3次元構造	115
7. 5	今後の課題	117
	参考文献	118
	発表論文	
	主要論文	119
	関連論文	121
	あとがき	123

第 1 章 序文

1. 1 はじめに

建設技術の進歩にともなって、建物の高層化、軽量化が進んでいるが、軽量の高層建物は風の影響を受けやすく、高層建物の設計においては、風力を正しく評価する必要がある。風による振動は、構造部材の耐久性ばかりでなく、居住性の点においても、大きな問題となっており、建物の風による振動性状を正しく評価する必要がある。現在建設されている高層建物の中にも、地震荷重ではなく風荷重から設計を行っているものもいくつか見受けられるが、高層化・軽量化が進む高層建物の設計においては、さらに風による影響が重要視されていくと考えられる。

建物に作用する風は、一般に市街地などの様々な地表面粗度上を吹いてくるものであり、その性状はかなり複雑である。上空を吹く風は一様であるが、地表面では流速がゼロになるため、粘性流体（風）は地表面付近で剪断変形を受ける。地表面付近には、剪断変形速度の大きい、粘性の影響の無視できない境界層が形成される。地表面に市街地のような粗度がある場合には、境界層内の流れが乱され、平均風速の鉛直分布が対数型あるいはべき乗型で表されるような境界層が形成される。このように市街地等の粗度により形成される乱された流れ場は乱流境界層と呼ばれている。建物のような 3 次元構造物に対しては、乱流境界層内での気流性状を正しく評価し、構造物周りの流れ場を明確にすることが重要となる。これまでは、乱流境界層内での風力を調べるために、境界層風洞を用いた実験を中心に研究が行われることが多かった。風洞実験では、物体壁面に働く風圧力を測定し風荷重を算定する方法や、空力天秤等を用いて風力を測定し荷重を算定する方法などが用いられている。また建物の振動応答を調べるためには自由振動実験により、風を受けたときの振動性状を直接測定している。建物表面の風圧力や振動の原因となる空気力は建物周りの流れ場の構造に対応して発生するものであるが、流れの構造と風力が、建物に作用するメカニズムを明らかにしている研究は少ない。

近年、計算機の発展にともない、流れ場の解析にも数値計算を用いることが多くなってきた。数値計算では任意の計算点において風速、圧力を非圧縮性のナビエ・ストークス方程式を解くことにより求めており、流れ場の構造と物体に作用する風力の関係を明らかにするには有効な手段の一つと考えられる。ナビエ・ストークス方程式の数値計算手法として直接数値シミュレーション(DNS)と乱流モデルを用いる方法とがある。直接シミュレーションでは乱流の非定常3次元現象を直接解くことができるが、あらゆるスケールの乱れを解くためには大量の格子分割が必要であり、また安定した計算を高レイノルズ数で行うことは難しいと報告¹⁾されている。このため、建物の耐風設計を考えるうえでは高レイノルズ数の乱流場の解析が必要であり、乱流モデルを用いた数値計算を行う必要がある。乱流モデルを用いる計算手法としては、レイノルズ平均モデル($k-\epsilon$ モデル等)とLarge Eddy Simulation(LES)の2つが一般的によく用いられている。前者はナビエ・ストークス方程式にレイノルズ平均を施し乱流をモデル化したものであり、平均的な流れ場を安定に解くことができる。LESはナビエ・ストークス方程式に空間フィルターを施し、フィルターより細かな乱れをモデル化し、フィルターより大きな非定常現象を時々刻々解けるようにしたものである。乱流境界層内における3次元構造物周りの流れ場のような非定常な現象を調べるにはLESを用いることが最も有効な手段であると考えられる。

過去にLESを用いた計算としてチャンネル流^{2) 3)}等や2次元物体周りの流れ場^{4) 5)}等などが多く報告されているが、乱流境界層内の3次元物体周りの流れ場についての計算例は少ない。3次元的な構造物を対象とする場合、できるだけ実状にあった気流性状をもつ変動風を接近流として計算を行う必要がある。これまで行われてきた物体周りの計算においては、一様流や周期境界条件を用いて発達させた乱流場を流入条件として用いたものが多く、研究者の望む気流性状をもつ変動風速場を任意に発生させた計算はあまり行われていなかった。しかし、最近人工的な流入変動風を作成してLESの計算が行われるようになり、数値計算により、実際の市街地に近い乱流場を解くことが可能になりつつある^{6) 7)}等。

高層建物の風による振動は大きく分けて風方向のものと、風直角方向のものとがある。風方向の振動には風の乱れによって生じるバフティング振動があり、風直角方向の振動には、物体の背後にできるカルマン渦による渦励振や、物体の

振動にともなって生じる付加的な空気力によるギャロッピング振動などがある。風直角方向の振動である渦励振やギャロッピング等は自励的な傾向が強く、一旦発生すると大きな振幅に発展する可能性をもっている。とくに高層建物のように細長い構造物では、その傾向が強く、風直角方向の振動が卓越する。風直角方向の振動の原因となる空気力は、後流に発生するカルマン渦や物体前縁で起こる剥離流の影響により生じており、建物周りに形成されるフローパターンと振動の原因となる非定常空気力の発生のメカニズムを明確にすることが高層建物の耐風設計には重要である。本研究で述べる非定常空気力とは、物体等の振動にともなって発生する付加的な空気力と流れ場から形成される風圧力の相互作用によって生じる空気力をさし、この空気力によって引き起こされる振動は自励的な傾向が強い。この振動を空力不安定振動と呼ぶ。また本研究では、風直角方向の振動のみを対象としているので、本文中の空力不安定振動とは風直角方向、非定常空気力とは角柱側面に働く空気力をさす。

飛行機翼のような流線型の構造物に対しては、理論的に非定常空気力を求めた研究^{8) 9)}があるが、建築・土木構造物のように周囲の気流が剥離し、渦が発生するような場合には、非定常空気力を理論的に解析することは難しい。Parkinson¹⁰⁾は物体の振動を風がある迎角をもって吹いた場合の静的な空気力と仮定する準定常理論を用いることにより、ギャロッピングの発振風速および振幅と風速の関係を運動方程式から求めている。またNovak¹¹⁾はこの準定常理論を応用し3次元角柱のギャロッピング解析を行っている。この手法を使うためには風による横力係数を決定する必要があるが、現状では個々の建物に対する風洞実験によって得られる抗力係数および揚力係数から横力係数を求めるしかない。また、この準定常理論を用いた解析では、剥離にともなって発生する渦や気流中に含まれている乱れの影響を取り扱うことは難しく、空力不安定振動に関しては、主として風洞実験に基づいて研究されてきた。空力不安定振動を調べる実験方法として自由振動法と強制振動法の2つがある。前者は、対象とする建物模型を風洞内でバネ支持し、風を吹かせたときの建物の挙動を直接調べる方法である。この方法では、空気力の作用したときの建物の応答が計測されるだけで、本研究が対象とする流れ場から生じる非定常空気力を直接調べることはできない。後者はBishop・Hassan¹²⁾の提案したもので、対象とする物体を気流中で強制振動させ、

振動時に物体に働く非定常空気力を直接検出する実験法である。この手法を用いて2次元角柱や円柱について風洞実験が進められ、吊橋のような断面軸方向に一樣な流れをもつ2次元的な構造物を対象とした研究^{例えば13)~16)}が数多く行われているが、建築の分野で対象とする3次元的な構造物についてはあまり報告されていない。数少ない研究の一つで、谷池・西村等^{17) 18)}は物体の慣性力を除去して非定常空気力を検出する強制振動装置を開発し、3次元角柱について風洞実験を行っている。この結果から空力不安定振動が、建物の形状、剛性、質量、減衰等の力学特性、さらには接近流の気流性状によってどのように変化するかを調べている。しかし、この実験は建物全体に作用する非定常空気力について調べたものであり、建物の細部に作用する空気力については明らかにしていない。

これらの観点から本研究では、乱流境界層内に建つ高層建物周りの流れ場の性状と風直角方向の空力不安定振動の原因となる非定常空気力の発生機構の関係を調べる目的で、数値計算および風洞実験を行った。数値計算では、人工的に生成した流入変動風を用いたLESの計算により、乱流境界層に建つ3次元角柱周りの流れの構造を調べた。風洞実験では、3次元角柱を用いた強制振動実験から非定常空気力を調べ、その発生機構について考察を行った。これらの研究の相似条件については、物体の応答・挙動に関与してくる減衰定数、質量比等のパラメータは実験結果を用いた応答計算等のときに決定できるので、流れ場に影響するレイノルズ数と建物の固有振動数に関与してくる無次元風速をあわせるようにした。この2つのパラメータは相反するものであり縮尺模型を使う風洞実験では同時に一致させることは難しい。本研究で対象とした直方体の建物では流れ場の形成に重要となってくる剥離点の位置がレイノルズ数によらずほぼ一定となるため、実物と模型でレイノルズ数が異なっても両者の流れは相似になると考えられる。そのためここで示した風洞実験結果は高層建物の耐風設計に適用可能である。また今後計算機の発達にともない実スケールのレイノルズ数の流れ場の計算を行うことも可能になると考えられるが、そのときここで示したように、風洞実験レベルのレイノルズ数における流れ場の数値計算と実験結果の比較が、実構造物での非定常空気力を考える際に一つの指標となると考えられる。

1. 2 研究の概要

本研究では、3次元角柱周りの流れ場と、それに対応する変動空気力と角柱の振動にともなって発生する非定常空気力の関係を調べる。角柱周りの流れ場については数値計算を用いて解析し、振動に伴って発生する非定常空気力に関しては風洞実験をもとに研究を進めた。本文は2章から7章までに分かれており、それぞれの章の研究概要を以下にまとめる。

2章では、3次元的な構造をもった乱流境界層に建つ物体周りの流れ場を数値計算によって解く方法について述べる。ここで用いたのは、風洞実験で得られた実測波をもとに人工的に生成した変動風を流入条件として、角柱周りの非定常流れ場をLarge Eddy Simulation (LES)を用いて計算していく方法である。この章では、ベンチマーク問題として数多くの実験¹⁹⁾が行われている辺長比1:1:0.5の直方体について計算を行った。人工的に生成した流入変動を与えたときの問題点や計算格子の影響等について考察を行い、計算結果から流入で与えた変動の影響が直方体周りの流れ場の形成に影響していることを確認した。

3章では、2章で確認した手法を用いて、本研究が対象とする高層建物をモデルとした3次元角柱周りの流れ場の数値計算を行った。ここでは乱流境界層の影響により、高さ方向に流れ場が変化することをとらえ、高層建物の上層部と下層部では異なった流れ場となっていることを示した。

4章では、強制振動法を用いた風洞実験により風直角方向に振動する正方形断面角柱に働く空気力を角柱側面に働く風圧力の多点同時測定により調べた。この結果から、上層部と下層部に働く非定常空気力には違いのあることがわかった。角柱の上層部ではカルマン渦の影響をあまり受けず、振動による付加的な空気力をカルマン渦の発生周期と角柱の振動数の一致する共振風速より低い風速で受けることを示し、中層部から下層部ではカルマン渦の影響を強く受け、共振風速時に急激に負減衰力を受けることを示した。

5章では、4章と同様の強制振動実験により、風方向に細長い角柱および風直角水平方向に細い角柱の2種類について調べ、4章で調べた正方形断面角柱の結果と比較し、非定常空気力の発生機構について考察を行った。また接近流の乱れが強くなった場合についても同様の実験を行い、非定常空気力の発生に対する接

近流の影響を調べた。

6章では、風直角方向に振動する角柱周りの流れ場を、熱線風速計による変動風速の測定とドライアイスミストを用いた可視化から調べた。振動に伴って発生する渦とストローハル数成分の二つの渦の関係を調べ、2つの渦が合体する機構を明確にした。これらの渦が非定常空気力に及ぼす影響についても考察を行った。

7章では、2章から6章で得られた計算結果および実験結果についてまとめ、物体周りに形成される流れ場や渦の形成と、非定常空気力の発生機構の関係について考察を行った。

参考文献

- 1) 例えば、数値流体力学編集委員会編：数値流体力学シリーズ3巻「乱流解析」4章、5章、東京大学出版会、1995、等
- 2) Deadroff, J. W. : A numerical study of three dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, J. Fluid Mech., 41, 1970, pp.453-480
- 3) 田中亮誠・坪倉誠・小林敏雄・谷口伸行：ダイナミック SGS モデルの差分法による定式化とチャンネル乱流による評価、第10回数値流体力学シンポジウム
- 4) 持田灯、村上周三、富永禎秀、小林光：Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺流れの解析、生産研究第46巻第2号、1994、pp.60-66
- 5) 高桑章浩・田村哲郎・伊藤嘉晃・野澤剛二郎：角柱周りの剥離流れに関するLES、第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集、1995、pp.223-224
- 6) 近藤宏二・村上周三・持田灯・土谷学：LESのための流入変動風の生成法に関する研究一周波数スペクトルに基づく境界層乱流の生成一、第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集、1996、pp. 213-214
- 7) 丸山 敬：流入境界面における乱流統計量の違いがLESによる乱流境界層の計算に及ぼす影響について、日本風工学会誌、第74号、1998、pp. 35-45
- 8) 鷺津久一郎：空力弾性学、共立出版、1957
- 9) Fung, Y. C. : The theory of aeroelasticity, Jhon Wiley & Sons Inc., 1955

10) Parkinson, G. V. and J. D. Smith : The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator, Quart. Jour. Mech. and Applied Math., Vol. 17, Part2, 1964, pp. 225-239.

11) Novak, M : Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Proc. ASCE, Vol. 98, EMI, Feb., 1972, pp. 27-46.

12) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassen: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1964, pp. 51-75

13) 伊藤学・宮田利夫：正方形柱に作用する変動抗・揚力、構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム、1972、pp. 159-165

14) Nakamura Y. and T. Mizota: Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, Proc. ASCE, Vol.101, EM6, Dec., 1975, pp.855-871

15) Washizu, K., A. Ohya, Y. Otsuki and K. Fujii :Aeroelastic instability of rectangular cylinders in a heaving mode, Jour. Sound and Vibration, Vol.59, 1978, pp.195-210

16) 鷺津久一郎・大屋昭男・大筑志夫・藤井邦雄：箱形模型の空力弾性特性に関する風洞実験、構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム、1976、pp.145-152

17) 西村宏昭・谷池義人：境界層流中における高層建物の空力不安定振動－正方形断面をもつ高層建物の場合－，日本建築学会論文報告集，第456号，1994，pp. 31-37

18) 西村宏昭・谷池義人：境界層流中における高層建物の空力不安定振動(続)－種々の長方形断面をもつ高層建物の場合－，日本建築学会論文報告集，第482号，1996，pp. 27-32

19) 日本建築学会耐風設計資料小委員会編：流体計算と風荷重評価、1994.11

第2章 人工的に生成した流入変動風を用いた数値計算手法

2.1 はじめに

市街地に建つ建物は、風上の粗度上に発達してきた乱流境界層の中にあり、周囲の流れ場は時々刻々と変化する複雑な乱流場となっている。このような建物周りの複雑な乱流場を正確に捉えることは、耐風設計を考えるうえで、重要である。

近年、計算機の発達にともなって流体計算が盛んに行われるようになり、建物の耐風設計に数値計算が用いられるようになってきた。流体計算を行う手法の一つに、Large Eddy Simulation（以後L E Sと記す）がある。この手法は、ナビエ・ストークス方程式に空間平均操作を施すことにより細かな乱れをモデル化し、高レイノルズ数の非定常な現象を時々刻々解くことができ、近年、L E Sを用いた計算結果が数多く報告^{1) 2) 3)}等されるようになってきた。この章ではL E Sを用いて、境界層乱流中の建物周りの乱流場を解くための方法を開発し、計算結果について考察を行う。

これまでに行われている物体周りの流れ場の数値計算では、一様流を流入としたものや周期境界条件を用いて乱流場を発達させたものが多く、風洞実験や実在の市街地上空に形成される乱流境界層を接近流として用いた計算は少ない。流入境界面において、目的とする乱流統計量を満たす変動風速を発生させる方法には、上流域の乱流場を直接計算する方法と、乱数等を用いて変動風速波形を生成する方法が挙げられる。このとき、前者の方法では目標となる統計量をもった乱流場を任意に発生させるのは困難なことが多く、また計算自体が不可能な場合もある。後者の方法としては、乱流構造の情報を計算点間の空間相関として取り込んで変動風速を生成する方法⁴⁾や、実験等で得られた測定波を組み込んでシュミレートする方法^{5) 6) 7)}が挙げられ、丸山ら^{8) 9)}は風洞実験で得られた測定波を条件として、ラフネス上に発達した乱流境界層の変動風を人工的に生成している。ここでは丸山ら^{8) 9) 10)}の生成した変動風速場を流入条件としてL E Sによる流れ場の数値計算を行い、高レイノルズ数の乱流境界層中に建つ物体周りの流れ場について調べる。計算対象としたのは、建築学会のワーキンググループ¹¹⁾

でベンチマーク問題として取り上げられ、数多くの実験結果、計算結果のある辺長比 $B:D:H=1:1:0.5$ (B :見付け幅、 D :奥行き、 H :高さ)の直方体である。計算結果から、人工的に生成した流入変動風を用いた計算の有用性について考察する。

2. 2 LESによる計算概要

2. 2. 1 LESの概要

ここでは、本研究の計算に用いた Large Eddy Simulation (LES) の概要とスマゴリンスキーモデル^{1,2)}およびダイナミック SGS モデル^{1,3)}について簡単に説明する。

非圧縮性の流体の運動は、ナビエ・ストークス (以後、N S とよぶ) 方程式、

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \quad (2. 1)$$

と連続の式、

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2. 2)$$

によって表される。ここで、

u_i : i 方向の速度成分 ($i=1,2,3$)

p : 圧力

ρ : 密度 (一定)

ν : 動粘性係数

F_i : i 方向成分の外力

N S 方程式を用いて乱流の数値計算を正しく行うには、すべてのスケールの運

動を解く必要がある。しかし、工学の対象となるようなレイノルズ数の乱流場に対して、このような計算を行うためには膨大な容量が必要とされ、現存のコンピュータでは困難である。乱流の速度場を計算格子で解像できる大きなスケールの成分 (以後 G S (Grid Scale) 成分とよぶ) とそれより小さなスケールの成分 (以後 S G S (SubGrid Scale) 成分とよぶ) に分離し、流れ場全体の特性を乱れエネルギーの大部分を占める G S 成分によって表せば、必要な計算負荷を緩和することができる。LES とは、N S 方程式に空間平均操作を施すことにより、G S 成分のみを計算する手法である。よって、S G S 成分については乱流の統計的な性質等により、何らかのモデル化が必要となる。

LES では、空間平均操作によって乱流の速度分布 u_i を格子スケール以上の成分 \bar{u}_i (G S 成分) と、それ以下の u'_i (S G S 成分) に分ける。この操作により、風速 \bar{u}_i は、フィルター関数 $G(x_i - x'_i)$ を用いて以下のように表される。

$$\bar{u}(x_1, x_2, x_3, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\prod_{i=1}^3 G(x_i - x'_i) \right) u(x'_1, x'_2, x'_3) dx'_1 dx'_2 dx'_3 \quad (2. 3)$$

ただし、フィルター関数 $G(x_i - x'_i)$ は、

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\prod_{i=1}^3 G(x_i - x'_i) \right) dx'_1 dx'_2 dx'_3 = 1 \quad (2. 4)$$

と正規化されている。

非圧縮性の N S 方程式にフィルター関数 $G(x_i - x'_i)$ を用いて空間平均操作を行うと、G S 成分の運動方程式として次の粗視化された N S 方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{2}{3} q \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2. 5)$$

連続の式についても同様に、次式で表される。

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.6)$$

ただし、

$$\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{2}{3} \delta_{ij} q \quad (2.7)$$

$$q = \frac{1}{2} (\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k) \quad (2.8)$$

δ_{ij} : クロネッカデルタ ($i=j:1, i \neq j:0$)

と表される。 τ_{ij} は計算格子以下の S G S 成分の変動効果を表し、乱流モデルにより与える必要がある。 q は S G S 成分の運動エネルギーである。L E S では、以下に示すスマゴリンスキー渦粘性モデル^{1,2)} がよく用いられる。

$$\tau_{ij} = -2\nu_e \bar{S}_{ij} \quad (2.9)$$

$$q = \frac{C_v}{C_\varepsilon} \Delta^2 |\bar{S}_{ij}|^2 \quad (2.10)$$

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}_{ij}| \quad (2.11)$$

$$|\bar{S}_{ij}| = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (2.14)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.13)$$

ここで、

τ_{ij} : S G S 応力

\bar{S}_{ij} : G S 成分の歪速度テンソル

ν_e : S G S 応力の渦粘性係数

q : S G S 運動エネルギー

C_v, C_ε : 比例定数

C_s : スマゴリンスキー定数

Δ : 空間フィルターの幅

本研究では、S G S 成分のモデル化にあたり、Germano^{1,3)} らの提案したダイナミック S G S 応力モデルを用いる。このモデルでは、S G S 応力は G S 成分の最小スケール付近の乱れに依存していると仮定し、計算される G S 速度場の最小スケール成分からスマゴリンスキー定数を算出する。その手順を以下に簡単に説明する。

N S 方程式に対してサイズの異なる 2 種類の空間フィルターを考えると、それぞれの S G S 応力 τ_{ij} 、 T_{ij} は次のように表される。

$$\tau_{ij} = (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} \quad (2.14)$$

$$\tau_{kk} = \overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k \quad (2.15)$$

$$T_{ij} = (\{\overline{u_i u_j}\} - \{\bar{u}_i\} \{\bar{u}_j\}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} \quad (2.16)$$

$$T_{kk} = \{\overline{u_k u_k}\} - \{\bar{u}_k\} \{\bar{u}_k\} \quad (2.17)$$

ここで、 \bar{u}_i は格子幅に相当する空間フィルター（格子フィルター）により G S 成分として計算される値で、 $\{\bar{u}_i\}$ は \bar{u}_i に空間フィルターと異なる空間フィルター $\{\Delta\}$ （テストフィルター）をかけて得られる値である。 τ_{ij} と T_{ij} の関係は、 τ_{ij} にテストフィルターをかけることによって、次式のように表される。

$$\{\tau_{ij}\} = \{\overline{u_i u_j}\} - \{\bar{u}_i \bar{u}_j\} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \{\tau_{kk}\} = T_{ij} - L_{ij} \quad (2.18)$$

$$L_{ij} = (\{\bar{u}_i \bar{u}_j\} - \{\bar{u}_i\} \{\bar{u}_j\}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} (T_{kk} - \{\tau_{kk}\}) \quad (2.19)$$

$$T_{kk} - \{\tau_{kk}\} = (\{\overline{u_k u_k}\} - \{\bar{u}_k\}\{\bar{u}_k\}) - (\{\overline{u_k u_k}\} - \{\bar{u}_k \bar{u}_k\}) = \{\bar{u}_k \bar{u}_k\} - \{\bar{u}_k\}\{\bar{u}_k\} \quad (2.20)$$

式(2.20)を式(2.19)に代入すると、 L_{ij} はGS成分の速度場 \bar{u}_i だけで表すことが可能となり、直接計算できる。式(2.18)の両辺に \bar{S}_{ij} を乗じて式(2.9)、(2.11)の関係をを用いると次式が得られる。

$$L_{ij} \bar{S}_{ij} = -(2C(\{\Delta\})^2 \{\bar{S}\} \{\bar{S}_{ij}\}) \bar{S}_{ij} + (2C(\Delta)^2 \{\bar{S}\} \bar{S}_{ij}) \bar{S}_{ij} \quad (2.21)$$

式(2.21)から、定数 C が算出でき、この定数 C を式(2.11)のスモゴリンスキー定数 C_s として適用する。

2.2.2 流入変動風の生成および計算領域

今回計算対象としたしたのは、図2.1に示す領域2の部分である。風洞実験で $6 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$ の立方体粗度ブロックを千鳥状に敷き詰めたラフネスの風下側後縁の風速を測定し、それを条件として流入境界面1における風速変動を人工的に生成した。これを流入境界条件として、領域1で乱流境界層の計算を行い、領域1

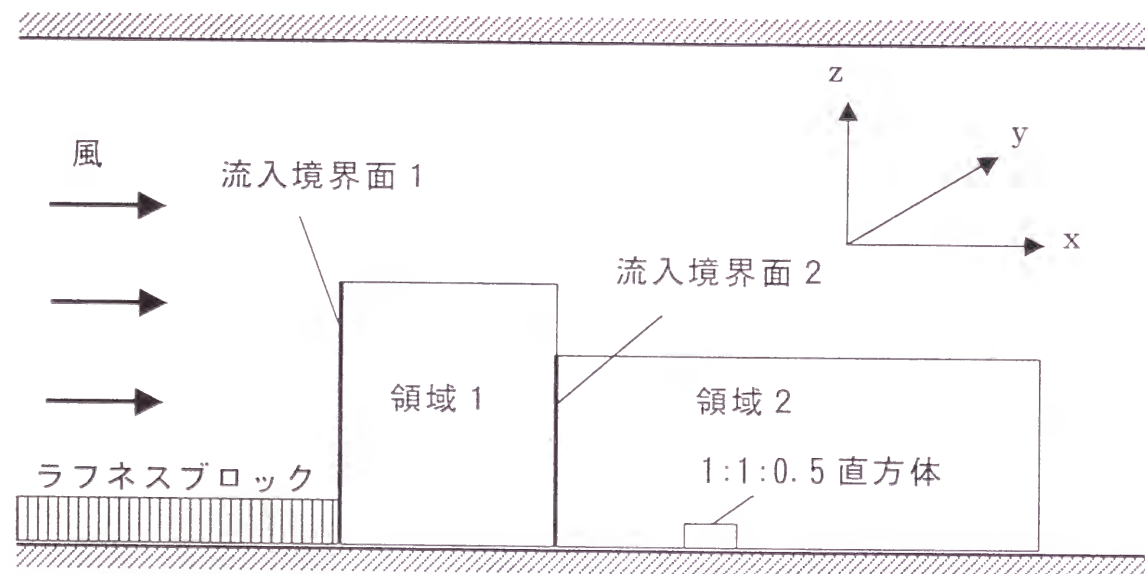


図2.1 計算領域および流入境界面

の風下側境界面である流入境界面2における計算結果を保存した。人工波形の生成法および領域1における計算結果は文献10)等を参照されたい。領域2は、図2.1に示すように床面に配置された主流方向(x 軸方向)、主流直角水平方向(y 軸方向)、高さ方向(z 軸方向)にそれぞれ $0.12 \times 0.12 \times 0.06 \text{ m}^3$ の大きさをもつ直方体(代表長さ:断面の1辺の長さ $D=0.12 \text{ m}$)を含む、角柱の中心から x 軸方向の上流側に $5D$ 、下流側に $10D$ 、 y 軸方向に $\pm 6D$ 、 z 軸方向に床面から $5D$ の範囲をもつ $1.8 \times 1.44 \times 0.6 \text{ m}^3$ の領域で、領域1($0.8 \times 0.48 \times 0.7 \text{ m}^3$)に比べ、 y 軸方向に3倍の長さをもつ。そこで、流入境界面2における変動風速を与えるにあたり、領域1で計算された結果を y 軸方向に3回繰り返して与えた。このとき領域1では y 軸方向に周期境界を用いて計算しているので、接合面における流れの連続性は保たれている。流入境界面2における計算格子点での変動値は、各時間ステップにおいて時空間方向に直線補間して求めた。計算に用いた流入境界面2における風速変動(u 成分)の時刻歴波形の1例を図2.2に、流入変動風の統計量(1/400

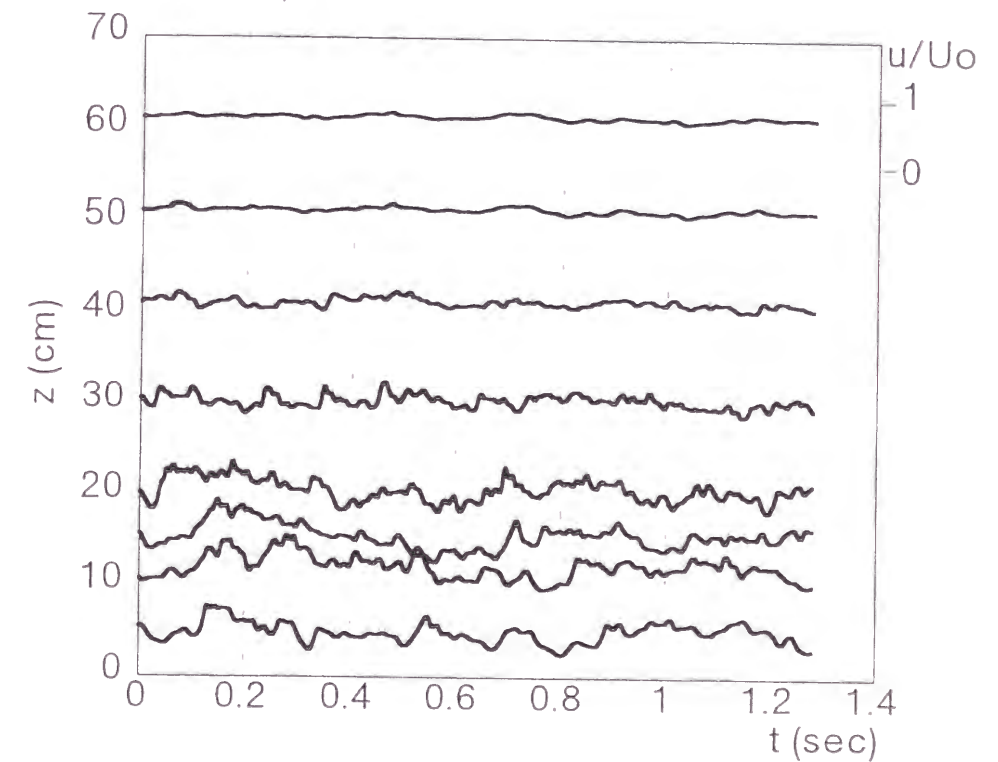


図2.2 流入境界面2における変動風速の時刻歴(u 成分)

秒×512 ステップ)を図2. 3に示す。図2. 3は流入境界面2 (y - z 平面)を風上側からみたものとなっている。図中の u, v, w は x 軸、 y 軸、 z 軸方向それぞれの風速成分であり、値はすべて計算領域上部の基準風速 U_0 で無次元化している。

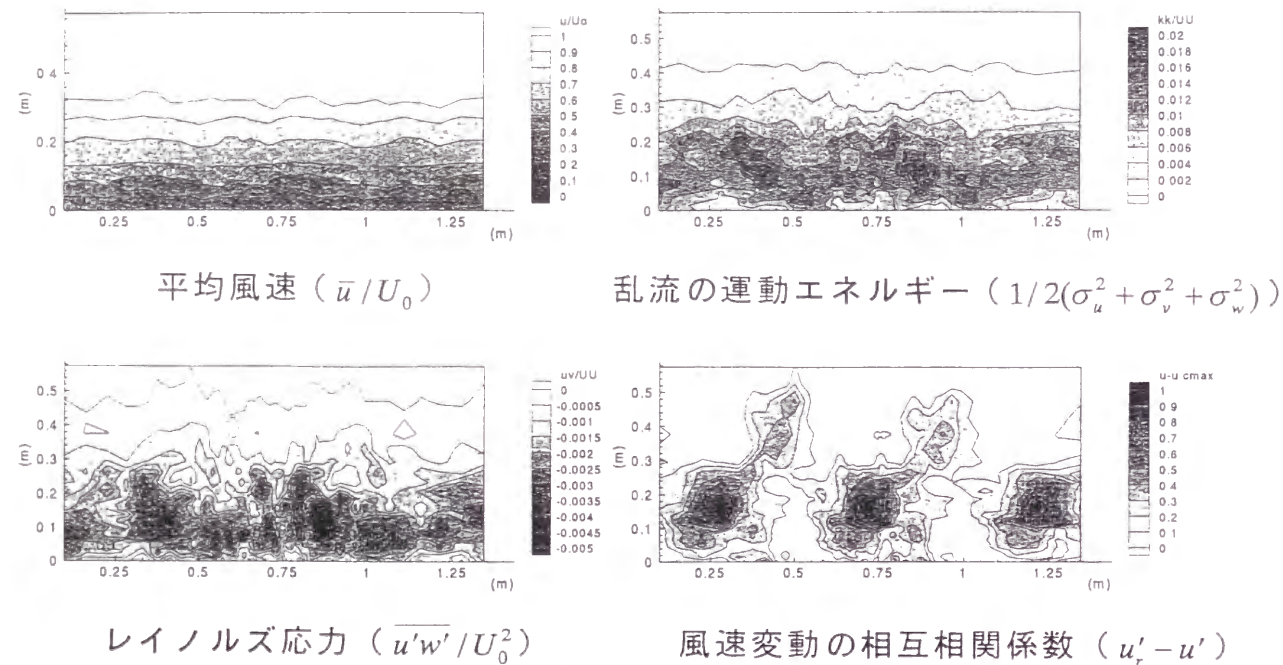


図2. 3 流入境界面2における変動風速の性状

2. 2. 3 計算格子および境界条件

領域2の計算に用いた格子分割は、図2. 4、図2. 5に示す2種類とした。図2. 4 (格子1)では流入面から角柱周りまで、 x 軸方向に1cmの等間隔とし、また z 軸方向には床面から高さ1D、 y 軸方向には角柱中心から両側に $\pm 1D$ の範囲を1cmの等間隔とし、他の部分は角柱から遠ざかるにつれて広がる不等間隔とした。 x, y, z 軸方向にそれぞれ94、29、64分割で、全格子点数は174464点である。角柱上流および角柱周りの格子幅を1cmの等間隔としたのは、流入変動風の高周波成分が、角柱部分まで減衰しないようにするためである。ちなみに、流入変動風を生成した領域1では、 x, y 軸方向に1cmの等間隔、 z 軸方向に床面付近で最小1cmの不等間隔格子を計算に用いている。図2. 5 (格子2)では格子1と同様に上流部および角柱周りを1cmの等間隔とした格子分割を行い、角柱のエッジ付近および床面付近では3方向とも最小間隔が0.3cmとなる不等間隔としたものである。格子数は x, y, z 軸方向にそれぞれ106、48、74で、全格子点の数は376,512

点である。どちらの格子においても、境界条件は以下のようにした。上方および面の法線方向を表す)となるように各風速成分の値を与えた。ただし C は平均流出風速下流側の流出境界面は移流境界条件、すなわち $\partial u_n / \partial t + C \partial u_n / \partial x_n = 0$ (n は各境界である。また、床面境界および物体壁面境界はNon-slip条件、 y 軸方向には周期境界条件を用いた。

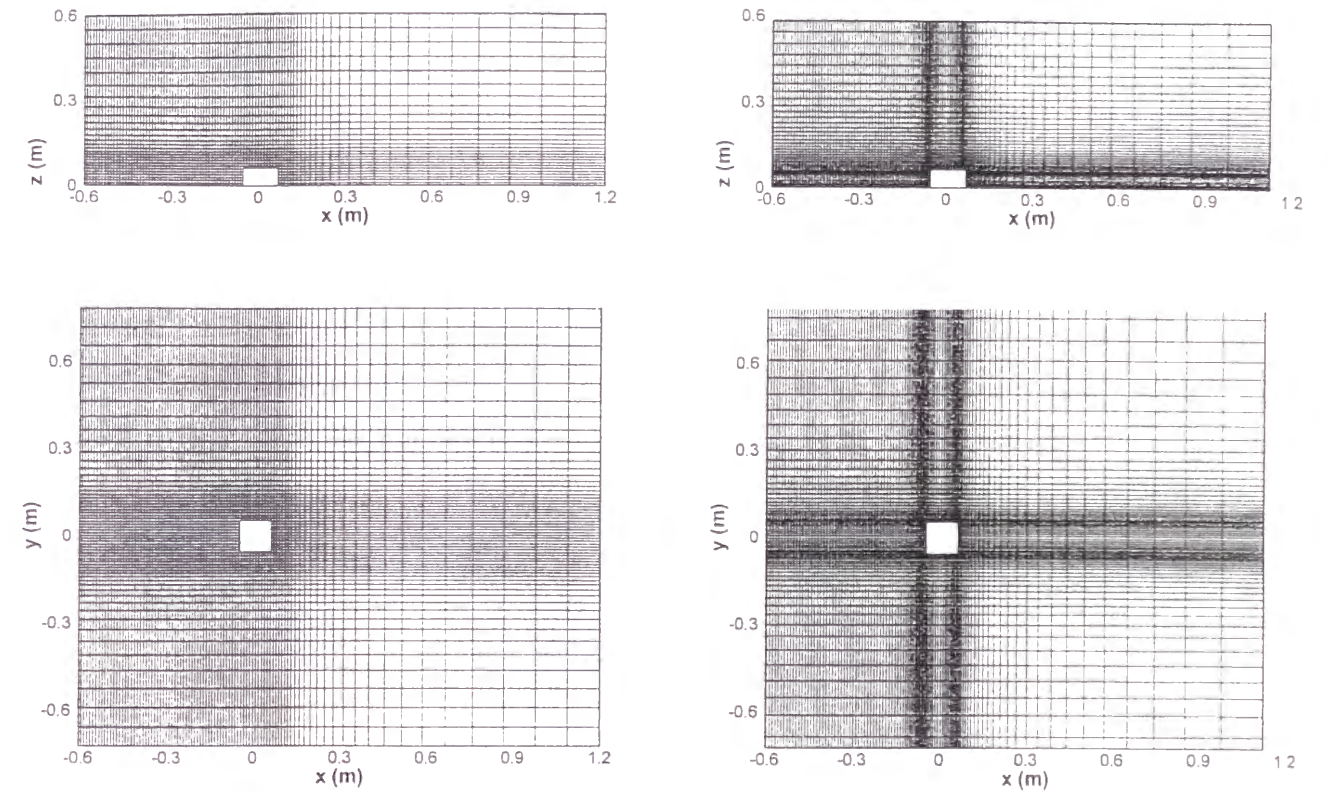


図2. 4 計算格子 (格子1)

図2. 5 計算格子 (格子2)

2. 2. 4 計算手法

用いた計算コードはドイツ・カールスルーエ大学で開発されたもので、乱流モデルとしてはGermano¹³⁾らによるDynamicSGSモデルを用いている。ナビエ・ストークス方程式は曲線座標系による物体適合格子を用いた有限体積法により離散化され、変数配置は各変数が格子の中心に置かれるレギュラーメッシュ系を用いている。対流項の離散化は2次精度の中心差分、時間積分は運動量方程式をRunge-Kutta法、圧力のPoisson方程式をStone¹⁴⁾の陰解法で行っている。また、レギュラーメッシュ変数配置に起因する計算時の振動を抑えるために、セル

表面の流速に対して Rhie¹⁵⁾らによる運動量の内挿を行っている。この計算コードの詳細および計算例は文献等^{16), 17)}を参照されたい。

計算時の風速は、計算領域上部の基準風速 $U_0 = 5.8(m/s)$ で、直方体の見つけ幅 $D = 0.12(m)$ を代表長さとし、計算で用いる動粘性係数 ν から算定したレイノルズ数 $Re (= U_0 D / \nu)$ は約 46000 である。計算は 1 ステップ 1/3200 秒で行い、4096 ステップ (1 回の計算量) の計算が京都大学化学研究所スーパーコンピューターラボラトリーの CRAY-T94 で約 9 ~ 10 時間であった。

2. 3 流入変動風を用いた場合の圧力補正

流入境界面に変動風速を与えた場合、計算ステップごとの総流入量が変わるため、主流 (x 軸) 方向に圧力勾配が発生した。図 2. 6 はある瞬間の解析領域中央断面 ($x-z$ 断面)、流入境界面 ($y-z$ 断面) および流出境界面 ($y-z$ 断面)

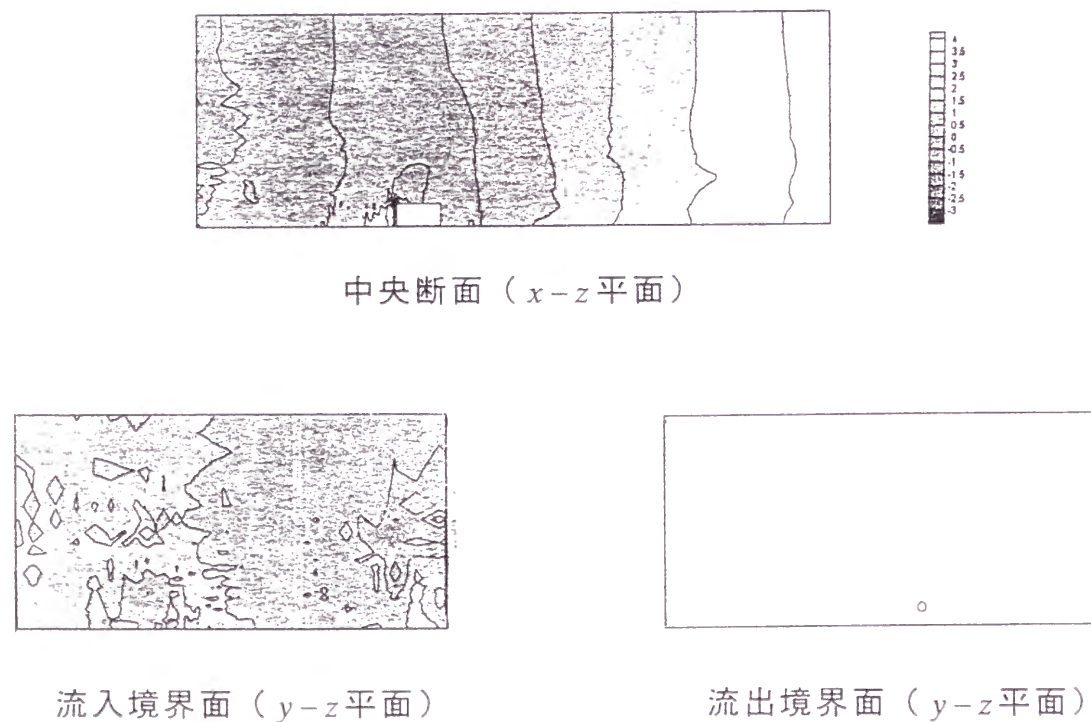


図 2. 6 流入変動風を用いた場合に生じる圧力勾配

の圧力分布であり、上流から下流にかけてほぼ直線的に圧力が変化しているのが見られる。これは有限な空間 (計算領域) において流入面での風速の変化によって総流入量が時間的に変化するためと考えられる。すなわち、図 2. 7 の総流入量の時間微分 ($\partial Q / \partial t$) と圧力の主流方向空間微分 ($\partial P / \partial x$) の時刻歴が示すように、 $\partial Q / \partial t$ と $\partial P / \partial x$ には負の相関がみられ、流入面での総流入量の時間変化 $\partial Q / \partial t$ と圧力勾配 $\partial P / \partial x$ が釣り合うように圧力分布が形成されている。

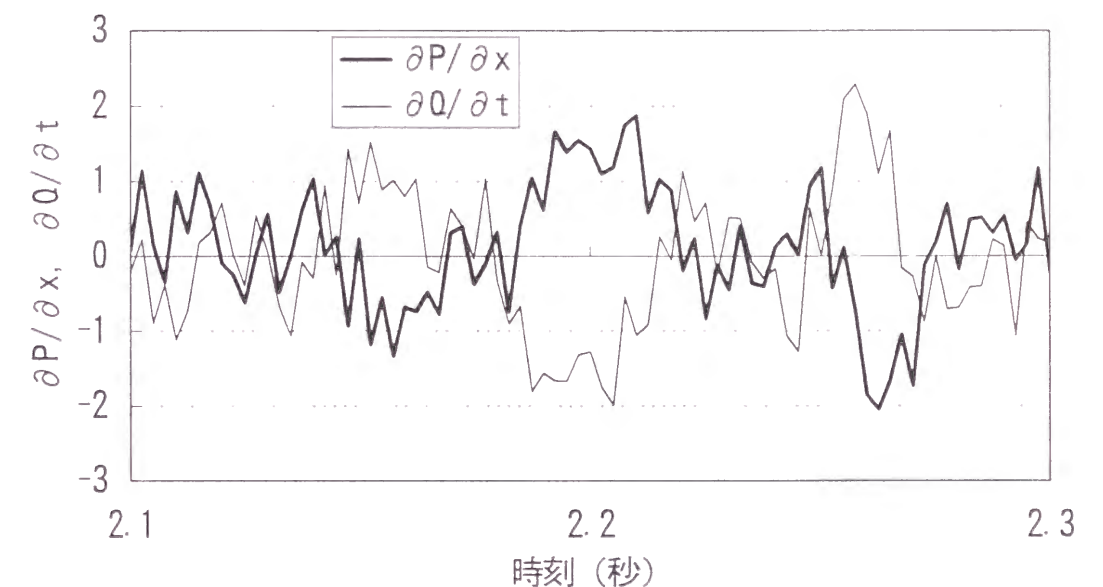


図 2. 7 流入量の時間変化 ($\partial Q / \partial t$) と圧力の空間変化 ($\partial P / \partial x$) の関係

また、流入および流出面のどちらにおいても、面内での圧力変化は主流方向に比べ小さく、流入変動を用いることによる圧力勾配は主流方向にのみ支配的であると見なせる。この総流入出量の変化に伴う圧力勾配は対応する風洞実験では起こらないので、圧力の値の補正を以下のように行う。流入面と流出面の中央線上の点を代表点として求めた圧力勾配から各計算点における圧力の変化量を直線補間により求め、その値を各点の圧力の瞬間値から引いた。このような補正を行うことにより、補正後の流入面角柱頂部高さの圧力を基準とした圧力係数は、計算領域内で角柱近辺を除いてほぼ 0 となったことから、総流入量の変化にともなう圧力勾配はこの手法で補正できると考える。

2. 4 計算結果および考察（格子 1）

計算は一様流場（ $u=U_0$, $v=w=0$ ）から始め、流入境界面で与えた変動風速の影響が角柱周りまで十分に伝わり、かつ解析領域内が十分に乱れた状態になるまで進めた。図 2. 8 はそのときの風速分布（ u 成分）の瞬間値である。風速は、基準風速 U_0 で無次元化してある。流入で用いた変動風の影響が解析領域全体に伝わっているのが確認できる。上流部では同じ変動風を 3 つ並べて流入としているため y 軸方向に同じような風速分布が 3 つ見られるが、角柱付近では、周期性はほとんどなくなっている。

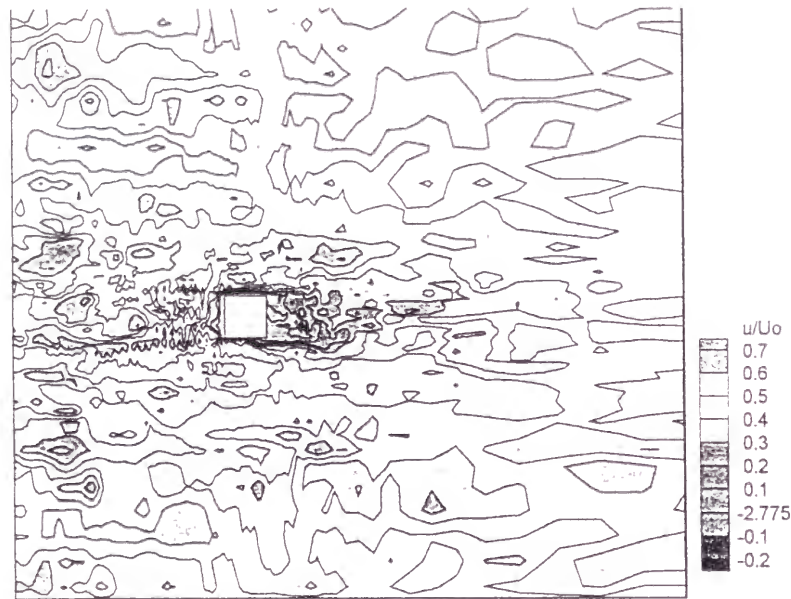


図 2. 8 風速分布の瞬間値（ u 成分、 $z = 0.05\text{cm}$ ）

図 2. 9 は直方体表面の風圧係数のコンターであり、図 2. 10 は直方体屋根面中央断面での圧力分布である。圧力は流入境界面 2 における角柱頂部高さを基準点とし、その基準点での速度圧で無次元化している。次節に示す実験結果と比較し、風上面ではよく似た値になっているが、屋根面および側面では前縁角部のみ強い負圧が見られ、その他の部分では負圧が弱くなっている。粗い格子を用いた計算であるため、エッジ付近での渦形成が十分に再現されていないと考えられる。

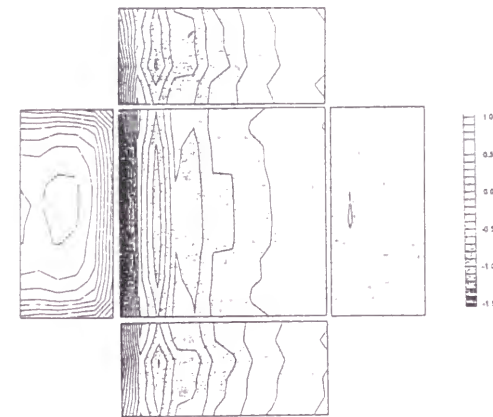


図 2. 9 角柱表面の平均風圧係数（格子 1）

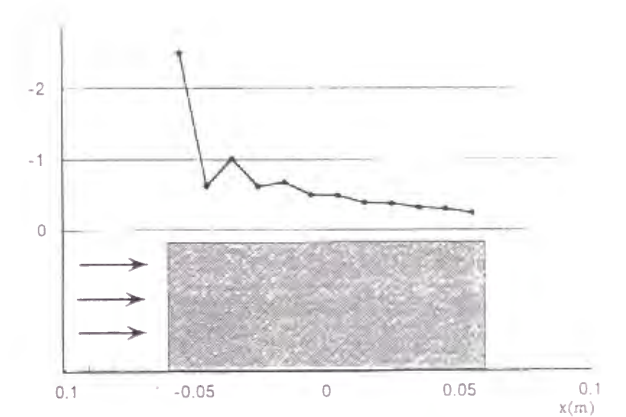


図 2. 10 角柱屋根面中央断面の平均風圧係数（ $y = 0, z = 0.5D$ 、格子 1）

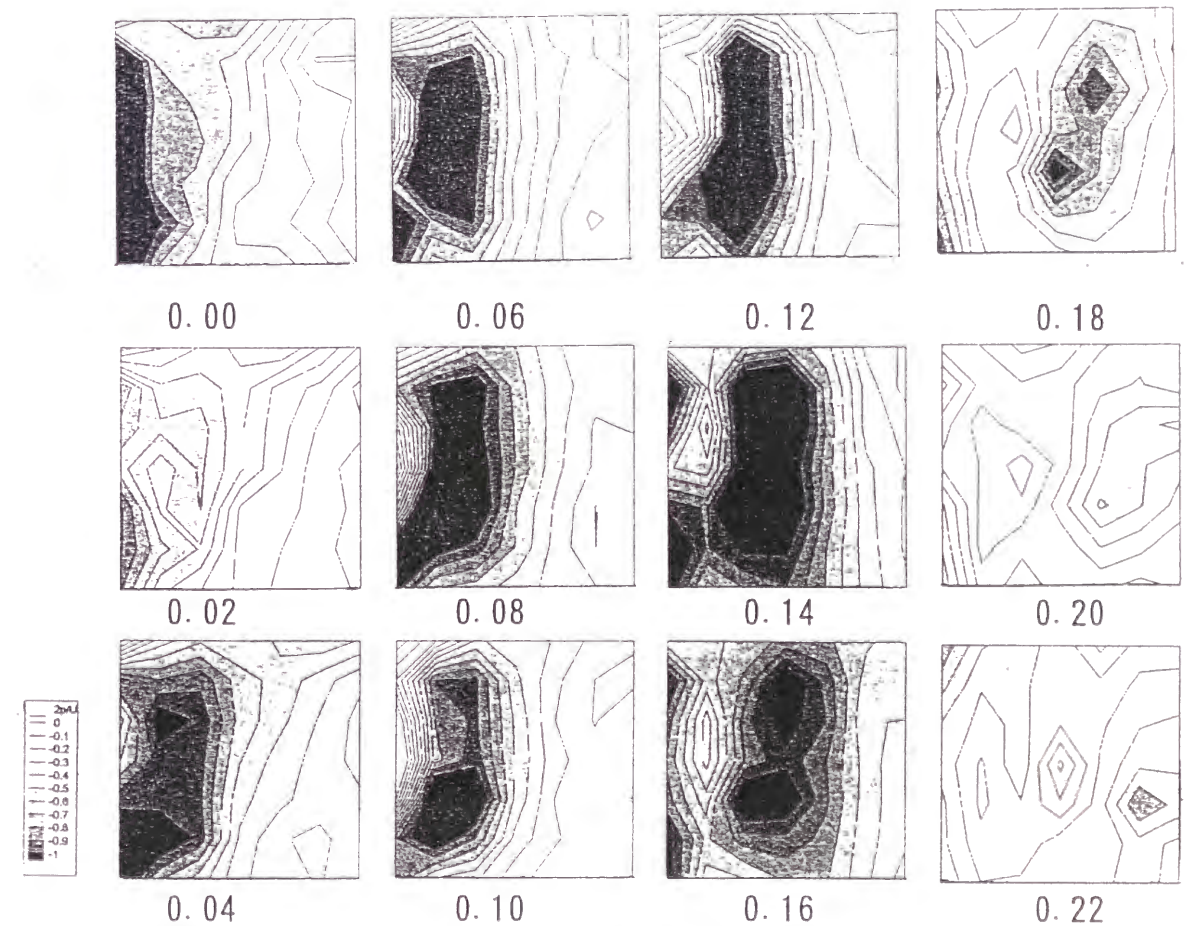


図 2. 11 直方体屋根面の風圧係数の分布（0.02 秒毎、格子 1）

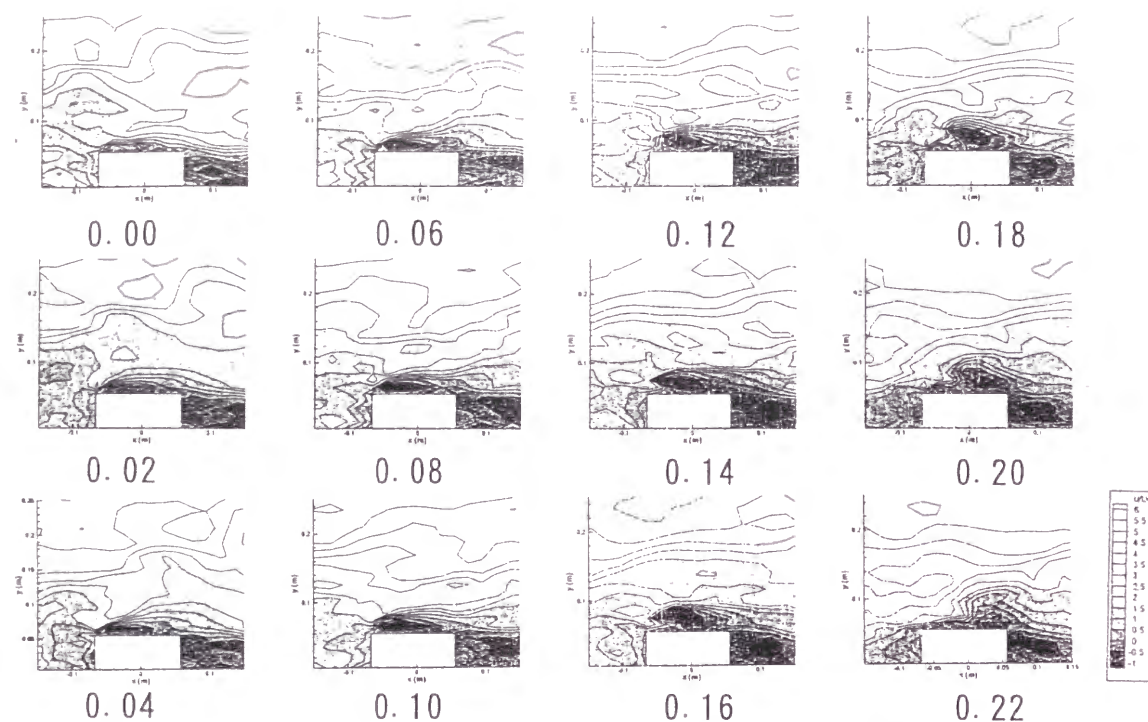


図2. 12 角柱周りの風速分布（ u 成分、0.02秒毎、格子1）

図2. 11は角柱屋根面の圧力分布の瞬間値を0.02秒ごとに表したものであり、図2. 12は図2. 11と同時刻の角柱周りの風速分布（ u 成分）である。屋根面の圧力分布を見ると強い負圧の領域が風上側から風下側に移動している。また強い負圧の上流側には、負圧の弱くなる部分が見られるが、風速分布で見ると風速の低い部分と高い部分の境目に一致している。このように流入で与えた風速変動が直方体表面の圧力分布に影響を与えているのが確認できた。

図2. 11および図2. 12では接近流の影響が角柱屋根面の変動に寄与していることが確認できたが、屋根面前縁からの剥離流は、常に形成されている訳ではなく、接近流の乱れによって前縁からの剥離流が壊されるのが見られる。次節で説明する格子2では前縁からの剥離流は常に見られ、角柱前縁部に定在的に負圧の強くなる部分が確認できた。これらのことから、格子2程度の格子を用いれば適切な渦構造が再現できると考えられる。

2. 5 計算結果および考察（格子2）

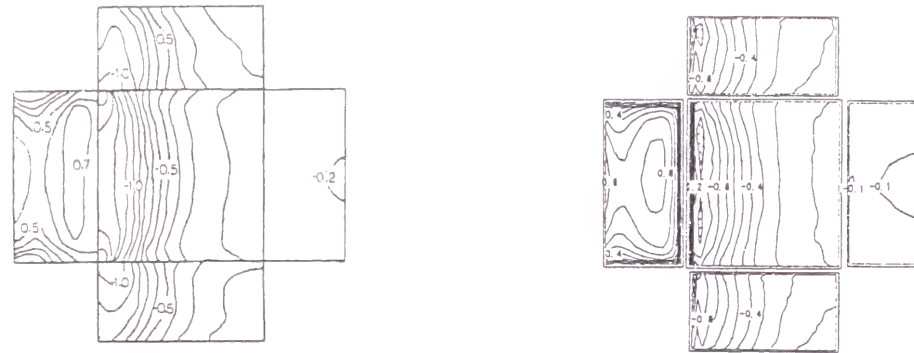
2. 5. 1 直方体表面の風圧分布

格子2の計算についても前節と同様に一様流場から始め、流入境界面で与えた変動風速の影響が角柱周りまで十分に伝わり、かつ解析領域内が十分に乱れた状態になるまで進め、この状態から1/3200秒×4096ステップの計算（サンプリングは1/400秒×512ステップ）を8回（評価時間10.24秒：無次元時間 $tU_0/D=495$ ）行い、各種統計量を求めた。先に述べたラフネスブロック後方を模して人工的に生成した流入変動風（以後乱流境界層と呼ぶ）および、流入面で $u=U_0, v=w=0$ となる流入風（以後一様流と呼ぶ）の2種類を用いて計算を行った。

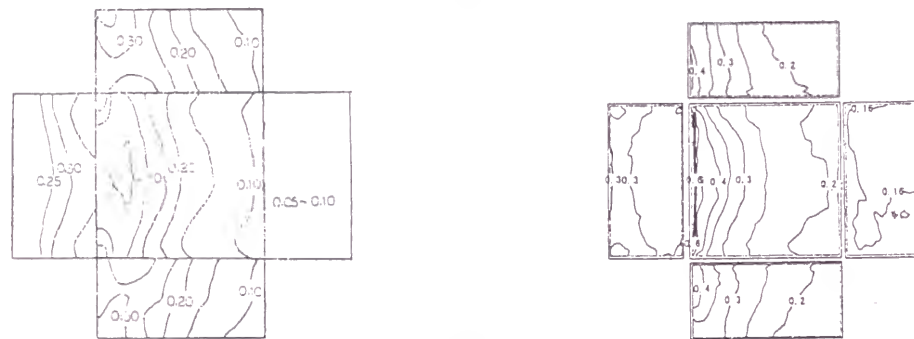
図2. 13は角柱表面の風圧係数の分布を計算結果と実験結果¹¹⁾について表したものであり、図2. 14は角柱鉛直断面での風圧係数の分布である。風圧係数はすべて流入面における角柱頂部の高さの速度圧で無次元化した値となっている。参考文献11)では8つの団体が風洞実験を行っているが、図2. 13に掲載した結果はその1例であり、図2. 14に示すのは4つの実験結果についてである。また実験における乱流境界層とは、接近流が1/4勾配流の結果である。

乱流境界層を流入条件に用いた計算結果における平均風圧係数の分布は、実験結果と比較して負圧が弱くなっているが、分布形状はよく似ている。また、屋根面の前縁から風向方向に約 $1/4D \sim 1/2D$ の範囲で負圧が弱くなる分布も、計算で再現されている。一方、前縁のエッジ付近では、計算結果は実験結果に比べ負圧が強くなっている。これは、計算ではエッジ付近の変動が大きく、今回用いた程度の格子間隔ではエッジ付近の細かな渦構造までは再現できなかったと考えられる。前縁エッジ付近の細かな渦構造が再現できていないことは、側面の前縁角部付近の分布の違いにも見られる。図2. 13では、変動風圧係数は計算結果の方がやや大きくなっているが、図2. 14の実験結果と比較すると似ているものもあり、今回の計算は前縁エッジ付近をのぞいて概ね実験と一致した結果が得られたと考えられる。

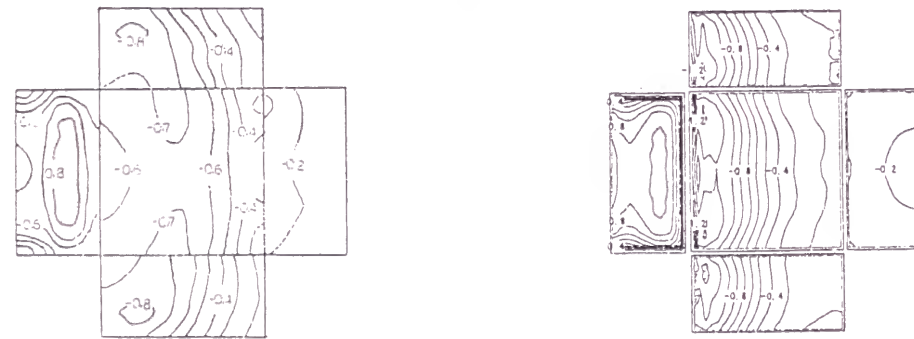
一様流を流入条件とした計算結果は、乱流境界層を流入条件とした計算結果と比べ、前縁付近の等圧線の間隔が広くなり、ピークがなだらかになって下流に



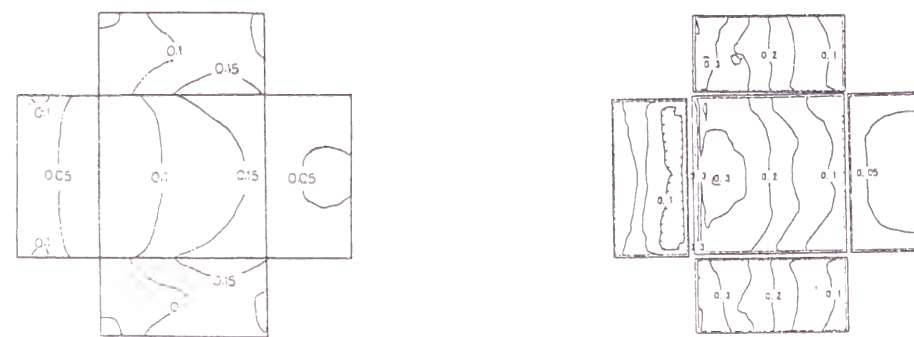
平均風圧係数・実験結果¹¹⁾(乱流境界層) 平均風圧係数・計算結果(乱流境界層)



変動風圧係数・実験結果¹¹⁾(乱流境界層) 変動風圧係数・計算結果(乱流境界層)

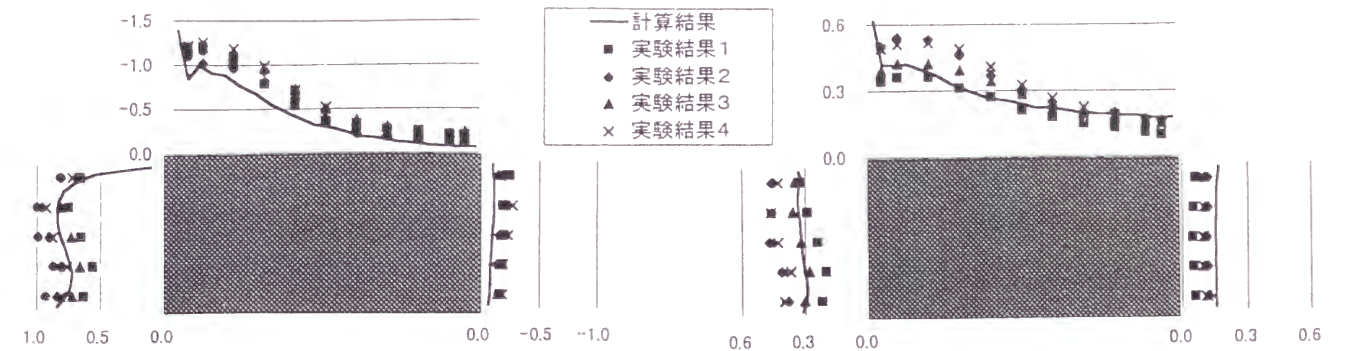


平均風圧係数・実験結果¹¹⁾(一様流) 平均風圧係数・計算結果(一様流)

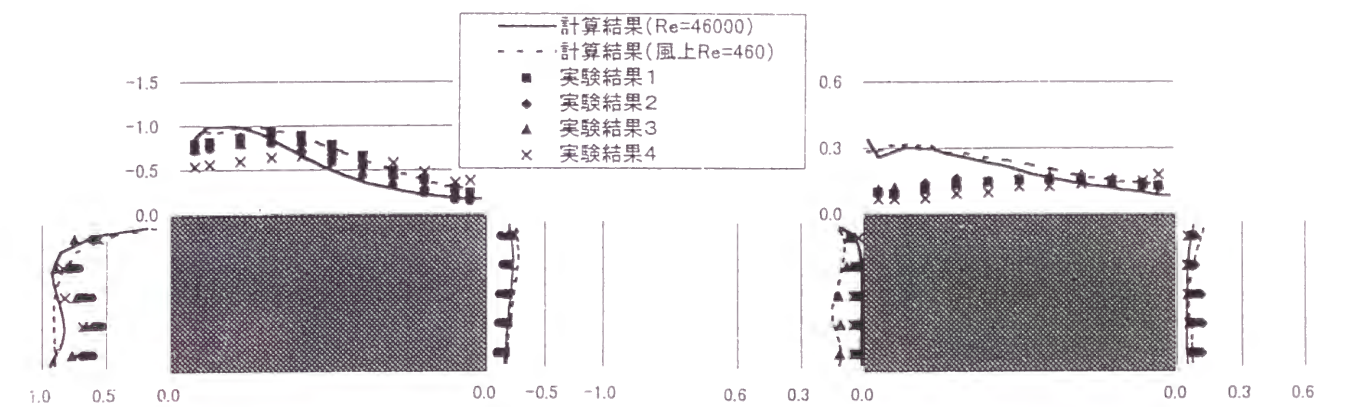


変動風圧係数・実験結果¹¹⁾(一様流) 変動風圧係数・計算結果(一様流)

図 2. 13 直方体表面の風圧係数の分布 (格子 2)



平均風圧係数 (乱流境界層) 変動風圧係数 (乱流境界層)



平均風圧係数 (一様流) 変動風圧係数 (一様流)

図 2. 14 角柱中央断面の風圧係数 (格子 2)

広がる。一様流を用いた実験結果でも同様の傾向が見られるが、一様流を流入条件とした計算結果は、一様流を用いた実験に比べて、乱流境界層を用いた実験の場合に近い。一様流を用いた計算について直方体上流の気流性状を見ると、直方体前面上端角部の上流側に数値不安定から生じる振動が見られ、図 2. 15 に示すようにこの数値的振動による乱れが、直方体頂部高さ付近に見られる。すなわち、ここでは一様流を流入条件としているが、直方体付近では、相対的に弱い乱れをもった乱流境界層を流入条件として用いた場合に相当する。そこで数値的振動を抑えるために、直方体風上部分 ($x < -1.7D$ の範囲) のレイノルズ数を $1/100$ ($Re = 460$) に下げた計算を行った。振動を抑えるには、計算精度を上げたり格

子間隔を小さくする方法も考えられるが、ここでは直方体前面での気流の乱れを抑えることが目的であるので、レイノルズ数を下げるという簡便な方法をとっており、その他の条件は変えていない。ただし、直方体周辺および下流側 ($x > -0.8D$ の範囲) では、レイノルズ数は変化させず ($Re = 46000$)、前方と滑らかに接続させている。この結果、直方体前方での振動はほとんど見られなくなり、図 2. 15 に示すように、乱れはかなり抑えられたものとなっている。また図 2. 14 に示すように、屋根面の風圧分布も全体になだらかな分布となり、一様流を用いた実験結果に近づいている。

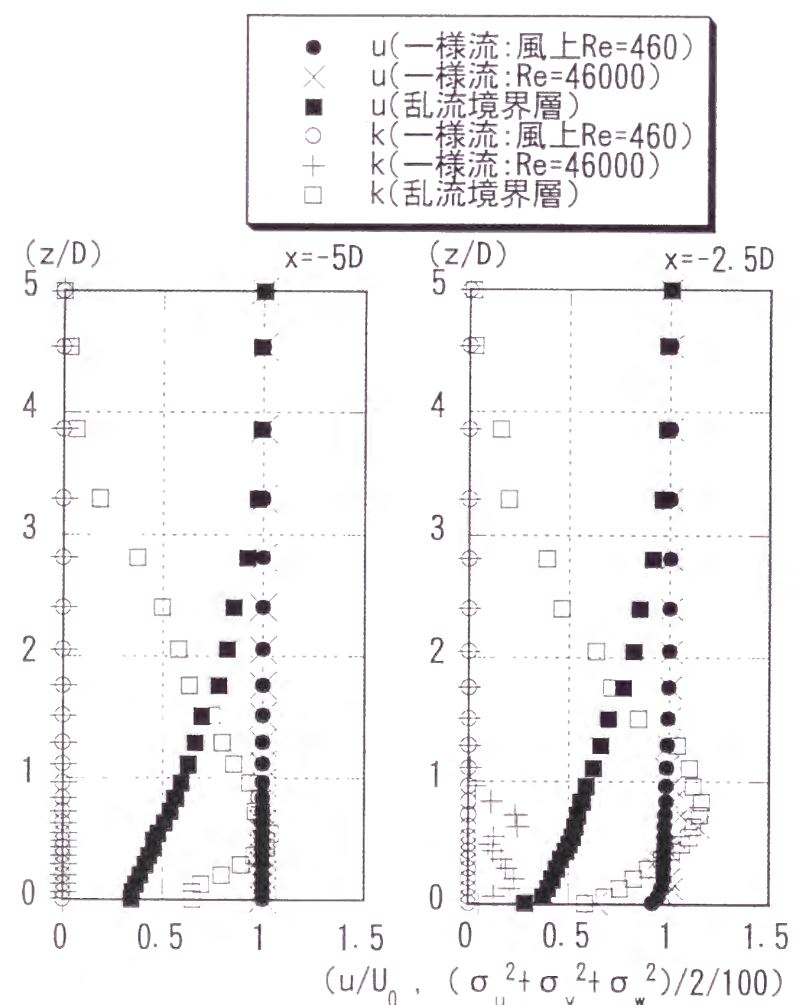


図 2. 15 数値的振動の影響による風速 (u 成分) プロファイルの変化

一方、上に述べた一様流を流入条件として用いた場合に発生する数値的振動の影響は、乱流境界層を用いた場合にはほとんど見られなかった。これは、直方体の上流部で流れが十分に乱れているため、SGSモデルにおける渦粘性が上がり、見かけ上レイノルズ数を下げる効果が現れ、数値的な振動を抑えているためと考えられる。

2. 5. 2 物体周りの流れ場の変化

物体周りの流れ場と角柱屋根面における圧力の関係を乱流境界層を流入とした場合について調べる。図 2. 16 は屋根面の圧力分布のコンター、および角柱屋根面中心線上 ($y = 0$) の圧力の瞬間値を 0.02 秒ごとに示したものである。図はいずれも左側が風上となっている。また図 2. 17 は風速および風圧係数の時刻歴を、直方体頂部の高さにおいて、直方体直前、屋根面前縁、中央部、後縁の 4 点について示したものである。

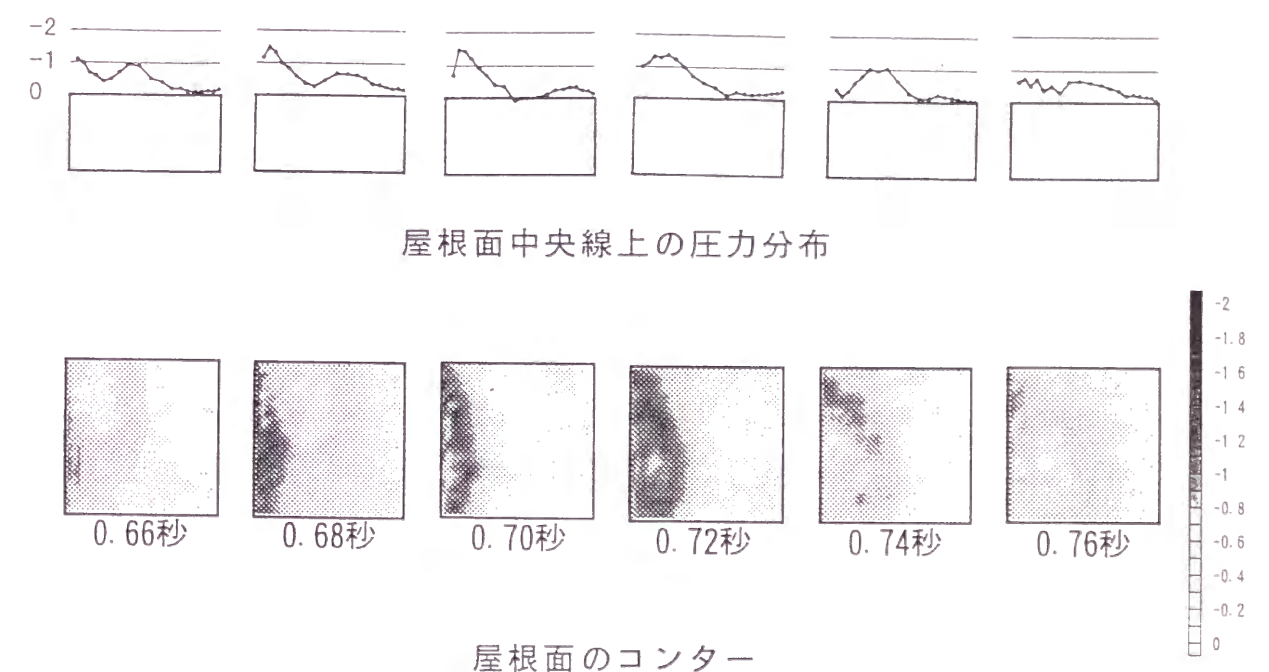


図 2. 16 屋根面の風圧分布の変化 (乱流境界層)

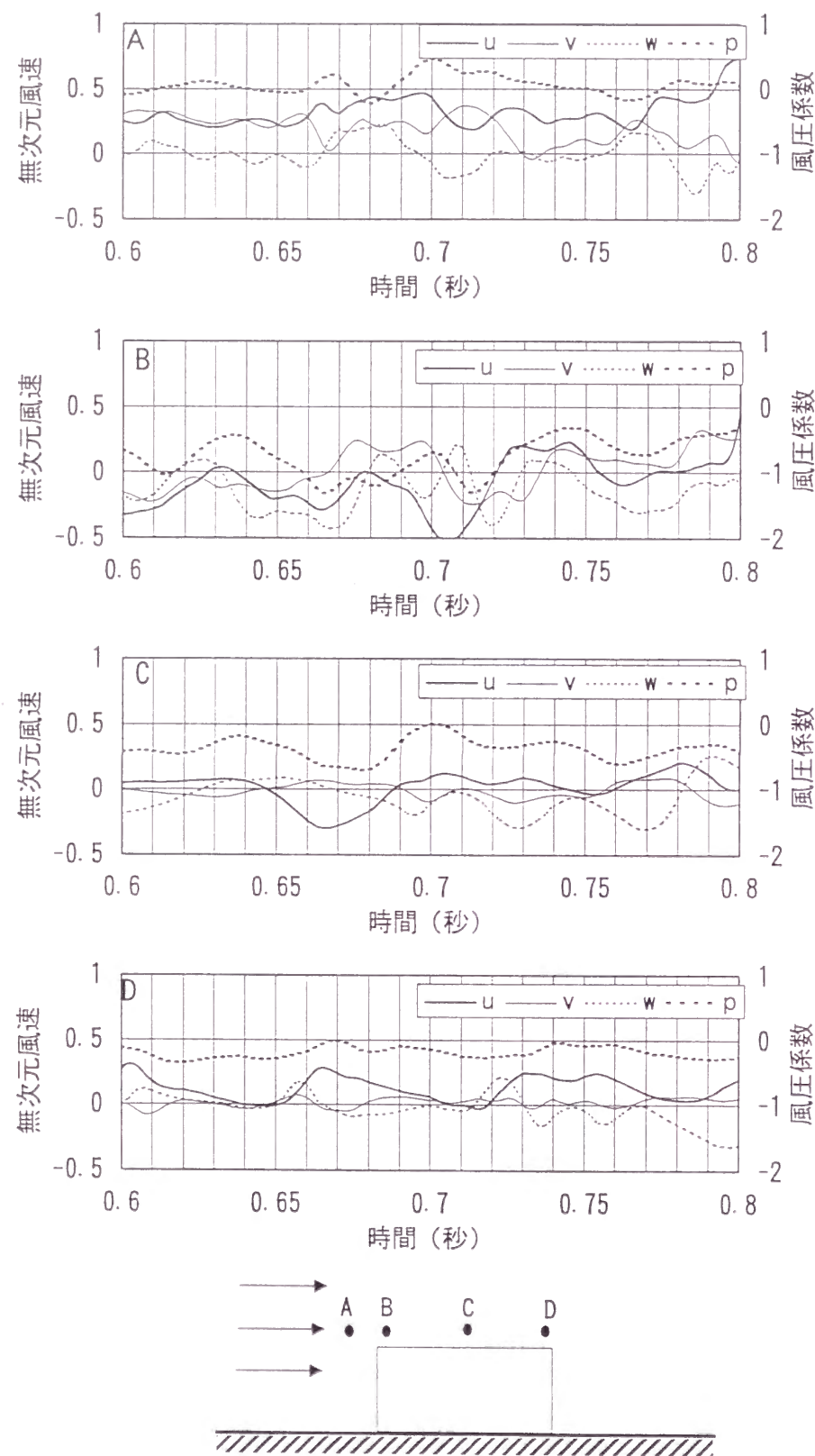


図 2. 1 7 直方体周りの風速および風圧係数の時刻歴（乱流境界層）

図 2. 1 6 では前縁で発生した強い負圧が風下側へ移流していくのが見られる。時刻 0.70 秒で前縁部にかなり強い負圧が発生し、0.74 秒では屋根面の 1/3 付近、0.76 秒には中央部付近まで移動していくのが明確にとらえられている。負圧は移流とともに徐々に弱くなり拡散していく。このとき図 2. 1 7 より、強い負圧が発生する 0.70 秒では、前縁（点 B）でかなり強い逆流（ u 成分）が生じている。0.76 秒の時に屋根面中央部で負圧のピークが見られるが、このときも C 点では u 成分は負となっており、渦が通過しているのがわかる。また直方体直前の点（A）での変動を見ると、0.66 秒から 0.70 秒にかけて u 成分の風速が高い状態が続き、その後急激に下がっている。ある程度高い風速が続いた後に風速が下がると、強い渦が生じるのが、乱流境界層を流入として用いた場合の特徴の一つとしてとらえられた。このように、接近流に含まれる乱れによって、直方体周りの流れ場が変化するのが確認できた。

2. 6 まとめ

人工的に発生させた風速変動を用いた 1/4 勾配流に相当する乱流境界層を流入条件として、高レイノルズ数流れ場における 1:1:0.5 直方体周りの数値計算を LES を用いて行った。計算結果より得られた知見を以下に示す。

- 1) 変動風速を流入として用いる際には、解析領域内への総流入量の時間変化から生じる圧力勾配が発生するのでそれを補正する必要がある。
- 2) 1/4 勾配流に相当する乱流境界層の計算結果は、壁面の圧力分布において実験結果と似た分布が得られており、人工的に生成した変動風速を用いて物体周りの流れ場を予測できることを示した。
- 3) 一様流を流入条件とした場合は、角柱頂部前方に発生した乱れのため、結果として乱れの弱い乱流境界層を流入条件とした計算となった。また、同様の格子形状、計算精度を用いて、風上のレイノルズ数を 1/100 ($Re = 460$) とした計算結果では、角柱頂部前方の乱れが小さくなり一様流の流れ場に近い結果が得られた。
- 4) 接近流に含まれる乱れが、屋根面の負圧の発生に影響を与えていることから、流入条件として用いた風速変動が直方体周りの流れ場に影響していることが確

認できた。

以上のように、人工的に生成した風速変動を流入条件とすることにより、高レイノルズ数乱流場の数値解析が可能であることを示した。この手法を用いることにより、乱流境界層内に建つ建物周りの非定常流れ場を計算によって再現できると考えられる。

参考文献

- 1) 朴南燮、小林敏雄、谷口伸行：L E Sによるチャンネル内立方体障害物周辺の乱流解析、第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集、pp.219-220, 1995
- 2) 小垣哲也、小林敏雄、谷口伸行：角柱周りの流れのラージエディシミュレーションーラージエディシミュレーションにおける風上差分の影響、生産研究第49巻、pp.46-49, 1997
- 3) 持田灯、村上周三、富永禎秀、小林光：Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくL E Sによる2次元角柱周辺流れの解析、生産研究第46巻第2号、pp.60-66, 1994
- 4) 岩谷祥美：任意のパワースペクトルとクロススペクトルをもつ多次元の風速変動のシュミレーション、日本風工学会誌、第11号、pp.5-18, 1982.1
- 5) H.Kameda and H.Morikawa：An interpolating stochastic process for simulation of conditional random fields, Probabilistic Eng. Mech., Vol.7, 1992 pp.243-254
- 6) 星谷勝：条件付き確率場のシミュレーション理論、土木学会論文集、No.459/I-22, 1993, pp.113-118
- 7) 岩谷祥美：実測データを組み込んだ多次元風速変動のシュミレーション、日本風工学会誌、第69号、1996, pp. 1-13.
- 8) 丸山 敬、盛川 仁：乱流境界層内の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション、第13回風工学シンポジウム、1994, pp. 573-578.
- 9) 丸山 敬：流入境界面における乱流統計量の違いがLESによる乱流境界層の計算に及ぼす影響について、日本風工学会誌、第74号、1998, pp. 35-45.
- 10) 丸山敬、丸山勇祐、W. ロディ、平岡久司：人工的に発生させた流入気流

を用いたL E Sによる乱流境界層の計算、第14回風工学シンポジウム、1996, pp.217-222

- 11) 日本建築学会耐風設計資料小委員会編：流体計算と風荷重評価、1994.11
- 12) Smagorinsky J. S. ; General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Part I Basic Experiments, Monthly Weather Review, Vol.91, pp99-164, 1963
- 13) Germano, Massimo., Piomelli, Ugo., Moin, Parviz., Cabot, William. H. ; A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Center for Turbulence Research, Proc. of the Summer Program, Stanford University, 1990.
- 14) Stone, H. L. ; Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations, SIAM J. on Num. Anal., Vol.5, pp. 530-558, 1983.
- 15) Rhie, C. M., Chow, W. L. ; A numerical study of turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation, AIAA J., Vol. 21, pp. 1225-1532, 1983
- 16) M. Breuer and W. Rodi, ; Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180° Bend, Proc. of the First ERCOFTAC Workshop on DNS and LES, Guildford, Surrey, U. K., March 1994.
- 17) M. Breuer and W. Rodi, ; Large-Eddy Simulation for complex turbulent flows of practical interest, in Flow Simulation with High-Performance Computers II, ed. E. H. Hirschel, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 52, pp.258-274, 1996.

第3章 乱流境界層内に建つ高層建物周りの数値計算

3.1 はじめに

乱流境界層の下部では、周辺市街地の影響によりかなり乱れの強い流れ場となっているが、上部では乱れは弱い。そのため、乱流境界層内に建つ高層建築物周りの流れ場は高さ方向に変化する複雑な流れ場になっていると考えられる。乱流境界層に建つ3次元角柱周りの流れ場を、風洞実験により風圧や風速を調べた研究^{1) 2) 3)}等や、可視化によって直接流れ場を調べた研究⁴⁾等が過去に行われてきたが、数値計算を用いれば時々刻々と変化する複雑な乱流場をさらに詳しく調べることが可能である。そこで本章では前章で検討を行った手法を用いて、乱流境界層内に建つ高層建物周りの流れ場の数値計算を行い、3次元的な流れ場の構造について調べる。

第2章では、丸山ら^{5) 6) 7)}の開発した人工的に生成した流入変動風を用いる手法によって、ベンチマーク問題として辺長比 $B : D : H = 1 : 1 : 0.5$ (B : 見付け幅、 D : 奥行き、 H : 高さ)の直方体について計算を行ったが、この結果から流入で用いた乱れの影響が計算結果に反映され、風洞実験程度の高レイノルズ数流れ場において本研究が対象とする角柱周りの圧力場と渦の構造を数値計算で再現できることを確認した。

本章では、第2章で示した人工的に生成した流入変動風を用いる方法により、辺長比 $B : D : H = 1 : 1 : 5$ 角柱周りの流れ場の数値計算を行い、その結果から高層建物周りの、高さ方向に変化する流れの性状について考察する。

3.2 計算概要

今回計算対象としたしたのは、図3.1に示すような3次元角柱周りの流れ場である。用いた流入変動風は第2章で用いたのと同じもので、角柱の風上側に千鳥状に敷き詰めた $6 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$ の立方体粗度ブロック上に発達した乱流境界

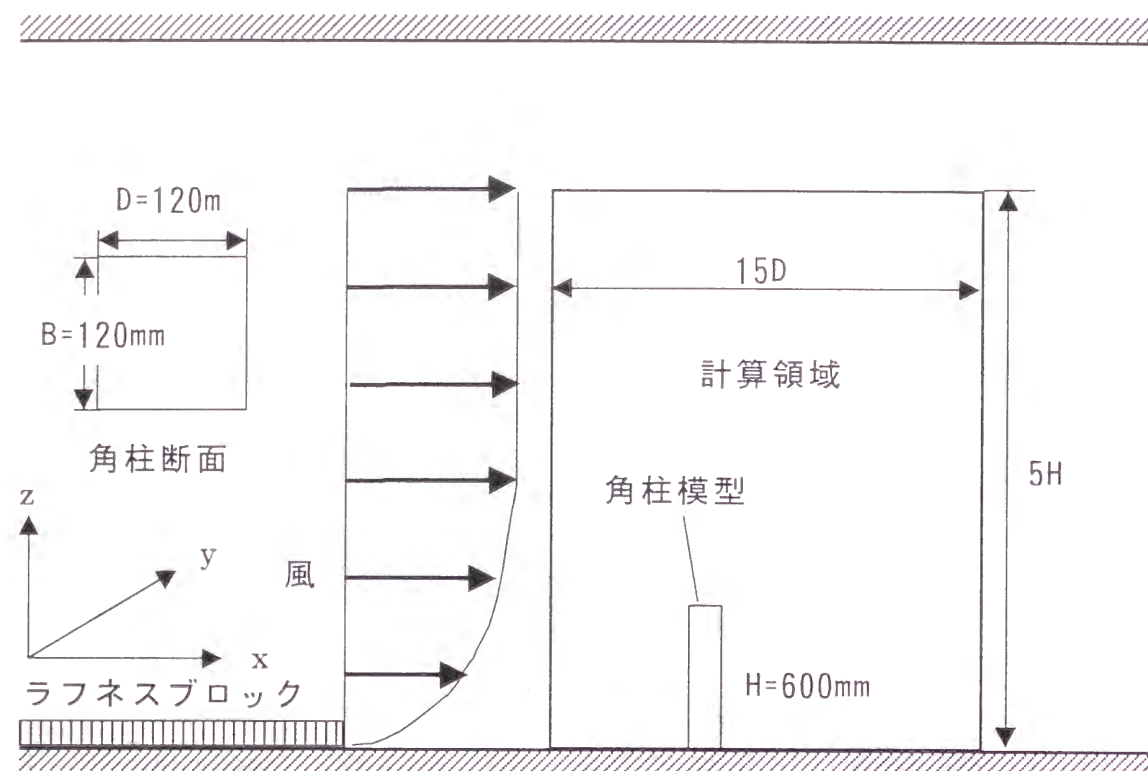


図 3. 1 計算領域

層である。平均風速の鉛直方向の分布形状を、べき法則で近似したときのべき指数 α の値は 0.25、境界層の厚さが 30cm の接近流となっている。流入変動風の生成法に関しては、第 2 章および参考文献^{6) 7) 8)}を参照されたい。計算対象としたのは、風洞床面に配置された主流方向（x 軸方向）、主流直角水平方向（y 軸方向）、高さ方向（z 軸方向）にそれぞれ $0.12 \times 0.12 \times 0.6 \text{ m}^3$ の大きさをもつ 3 次元角柱（代表長さ：断面の 1 辺の長さ $D = 0.12 \text{ m}$ 、辺長比 1 : 1 : 5）周りの流れ場で、計算領域は角柱の中心から x 軸方向の上流側に 5 D、下流側に 10 D、y 軸方向に $\pm 6 \text{ D}$ 、z 軸方向に床面から 3 H の範囲をもつ $1.8 \times 1.44 \times 3 \text{ m}^3$ の領域である。図 3. 2 に計算に用いた格子分割を示す。流入面から角柱周りまで、x 軸方向に 1cm の等間隔とし、また z 軸方向には床面から高さ 1 H、y 軸方向には角柱中心から両側に $\pm 1 \text{ D}$ の範囲を 1cm の等間隔とし、角柱のエッジ付近および床面付近では 3 方向とも最小間隔が 0.3 cm となる不等間隔とした。他の部分は角柱から遠ざかるにつれて広がる不等間隔とした。x, y, z 軸方向にそれぞれ 92, 89, 50 分割で、全格子点数は 409400 点である。角柱上流および角柱周りの格

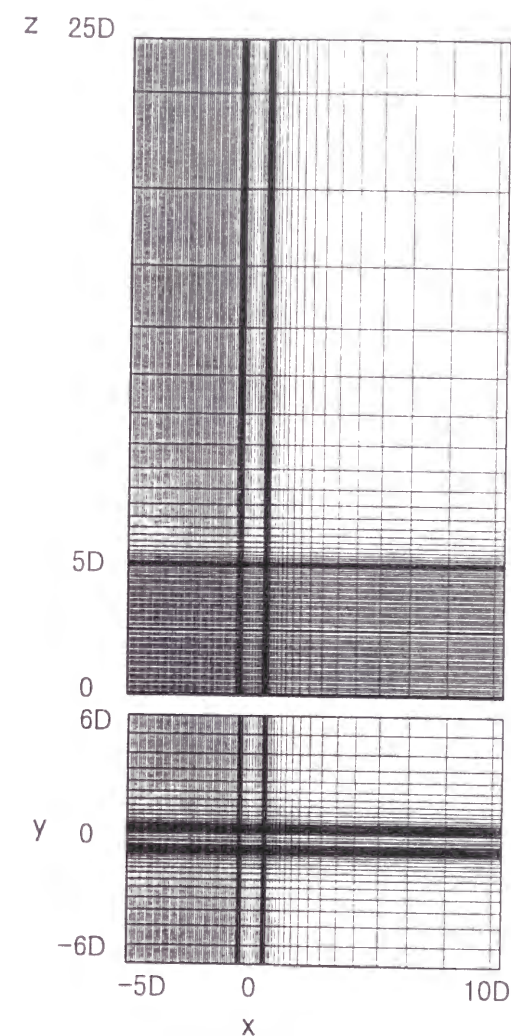


図 3. 2 計算格子

子幅を 1cm の等間隔としたのは、流入変動風の高周波成分が、角柱部分まで減衰しないようにするためである。境界条件は以下のようにした。上方および下流側の流出境界面は移流境界条件、すなわち $\partial u_n / \partial t + C \partial u_n / \partial x_n = 0$ （ n は各境界面の法線方向を表す）となるように各風速成分の値を与えた。ただし C は平均流出風速である。また、床面境界および物体壁面境界は Non-slip 条件、y 軸方向には周期境界条件を用いた。

用いた計算コードは、第 2 章で使用したものと同じで、ドイツ・カールスルーエ大学で開発されたものである。乱流モデルとしては Germano⁸⁾らによる

DynamicSGS モデルを用いている。ナビエ・ストークス方程式は曲線座標系による物体適合格子を用いた有限体積法により離散化され、変数配置は各変数が格子の中心に置かれるレギュラーメッシュ系を用いている。対流項の離散化は2次精度の中心差分、時間積分は運動量方程式を Runge-Kutta 法、圧力の Poisson 方程式を Stone⁹⁾ の陰解法で行っている。また、レギュラーメッシュ変数配置に起因する計算時の振動を抑えるために、セル表面の流速に対して Rhie¹⁰⁾ らによる運動量の内挿を行っている。この計算コードの詳細および計算例は文献等¹⁰⁾¹¹⁾ を参照されたい。

計算時の風速は、計算領域上部の基準風速 $U_0=5.8(\text{m/s})$ で、直方体の見つけ幅 $D=0.12(\text{m})$ を代表長さとしたときのレイノルズ数 Re は約 46000 である。計算は1ステップ 1/3200 秒で行い、4096 ステップ (1 回の計算量) の計算が京都大学化学研究所スーパーコンピューターラボラトリーの CRAY-T94 で約 9 ~ 10 時間であった。

また、計算精度を確認するため、計算と同じ状態の風洞実験を行った。角柱壁面の風圧を多点同時測定し、トラバース装置に取り付けた熱線風速計により角柱周りの風速を測定した。

3. 3 風圧係数および平均風速の分布

角柱壁面の平均風圧係数の分布を図 3. 3 に示す。比較のため実験結果についても示す。計算結果では、平均風圧係数の分布が風上面の淀み点付近で最大値となっており、値はやや 1 より大きくなっている。風下面ではほぼ一様に -0.6 になっている。風上面および風下面の分布は実験結果とほぼ一致している。計算結果の側面の値は、中上層部前縁付近で -1 を越えており、実験値と比較して負圧が強くなっている。計算では、乱流境界層の上の流れ場を、乱れのない一様流としているため、側面での負圧が強くなっていると考えられる。実験結果、計算結果ともに、下層部では、風下側の点を頂点とした三角の領域に、再付着の影響と考えられる負圧の弱くなる部分が見られている。実験においては上層でも乱れがあるが、計算では上層部ではほぼ一様流になっているのが分布形状の違いに表れ

ていると考えられる。今回の計算では、上層と下層の流れが異なる場合の影響を調べることを目的としているので、流れの高さ方向の変化はとらえられると考えられる。

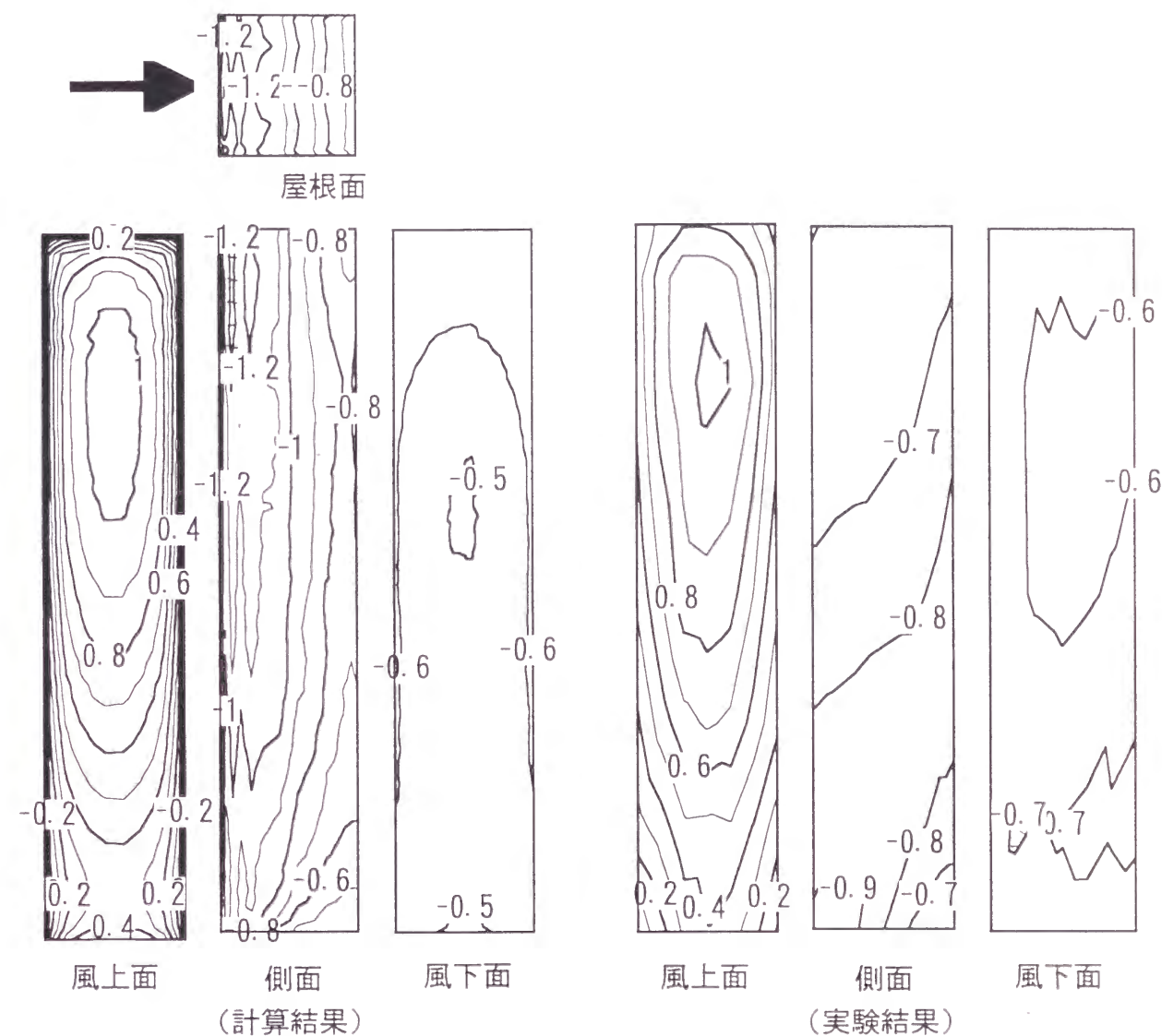


図 3. 3 角柱壁面の平均風圧係数

図 3. 4 は角柱周りの平均風速 (u 成分) の分布を表したものである。水平断面 ($x-y$ 平面) については実験結果も掲載してある。ただし、実験の風速測定は、熱線風速計によって行ったものであり、逆流までは測定できていない。 $x-z$ 平面の計算結果から、角柱エッジ部分での増速や、角柱背後のウエイクでの逆流域が、

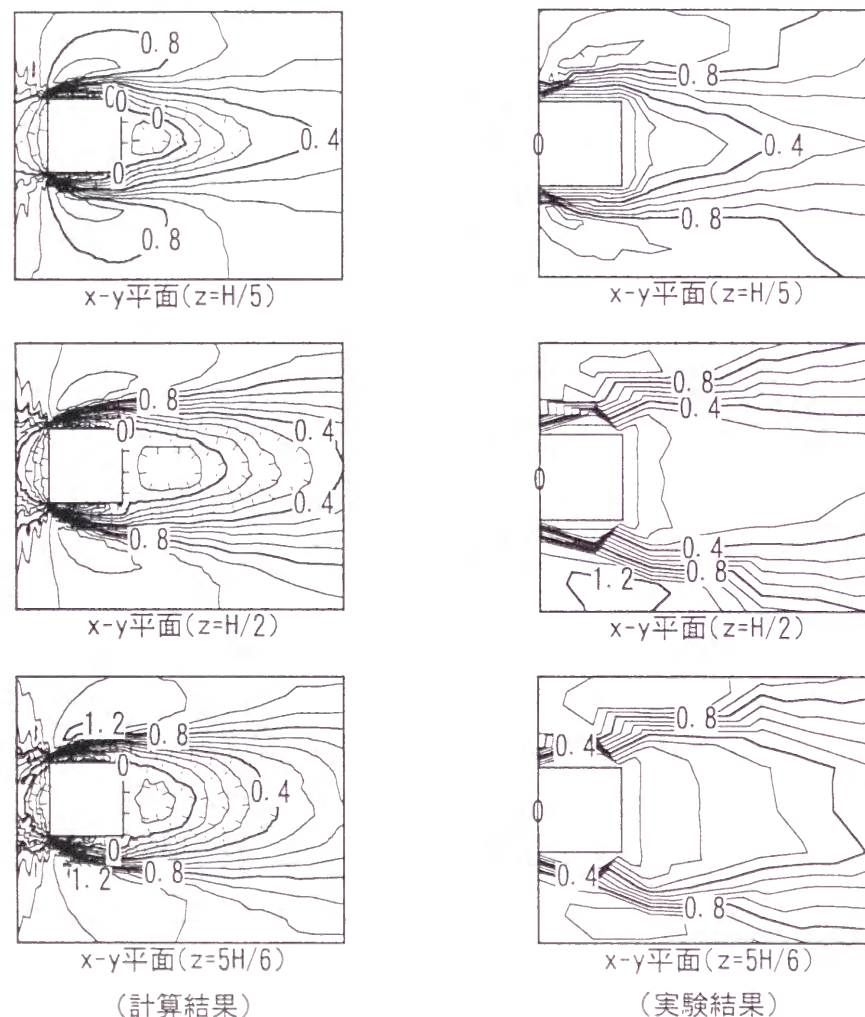
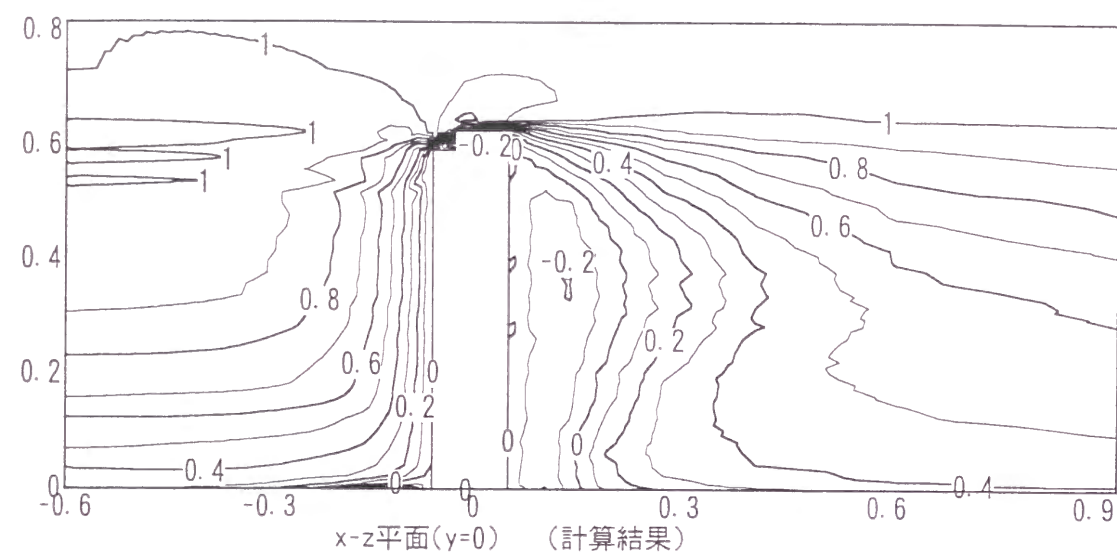


図 3. 4 平均風速 (\bar{u}/U_0) の分布

再現されていることが確認できる。 $x-y$ 平面では、計算および実験結果のどちらにおいても、下層部 ($z=H/5$) では風速の低い部分が狭くなり、中上層部では広がっているのが見られる。 $\bar{u}/U_0=0.4$ の線の位置を比較してみると計算結果と実験結果が似ているのがわかる。

3. 4 角柱側面に働く揚力

計算結果より求めた角柱側面に働く揚力変動を図 3. 5 に示す。図中に示したのは高さ $h=H/4$, $H/2$, $3H/4$, H の各層における揚力変動および側面全体に働く揚力変動の時刻歴である。揚力は、角柱側面の面積（各層の揚力については

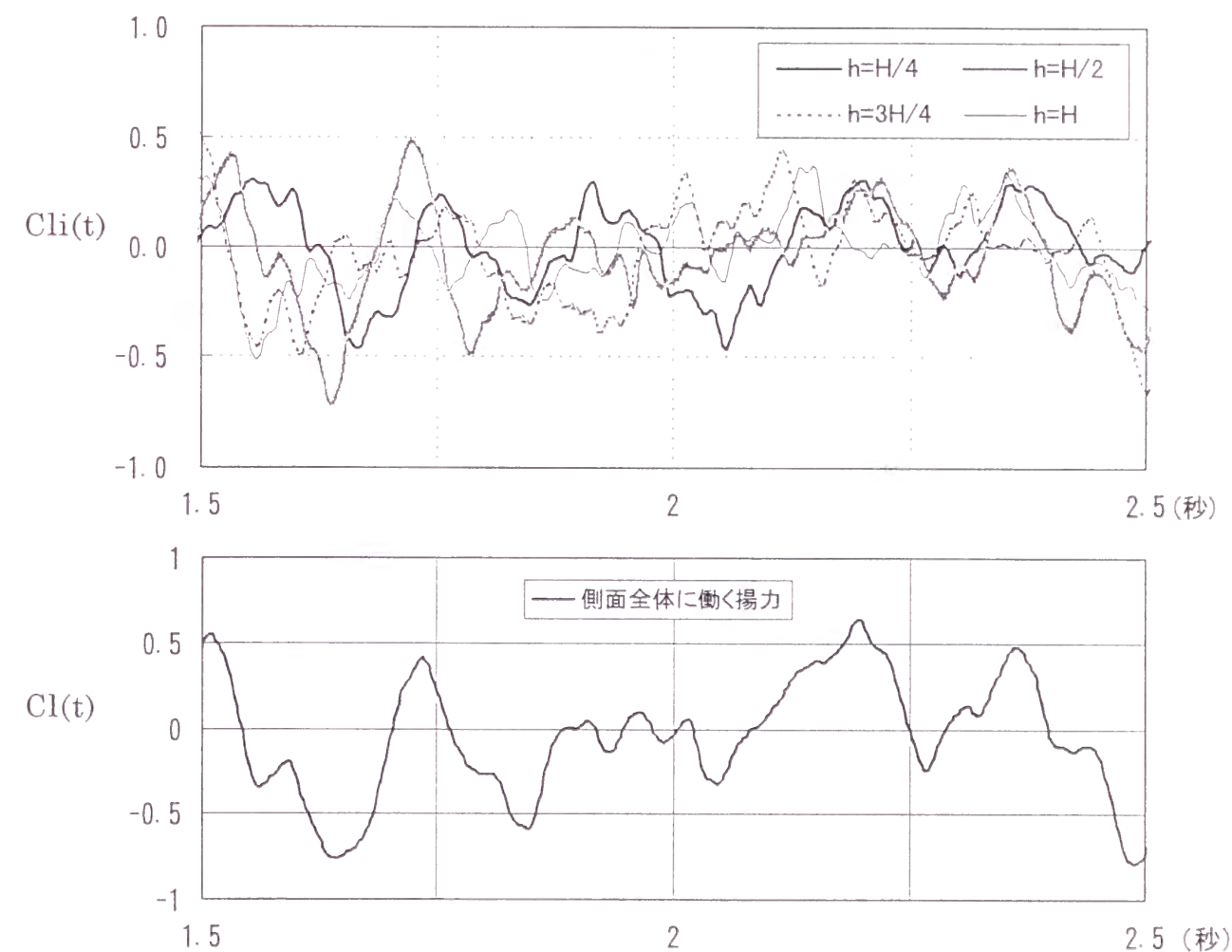


図 3. 5 揚力変動の時刻歴

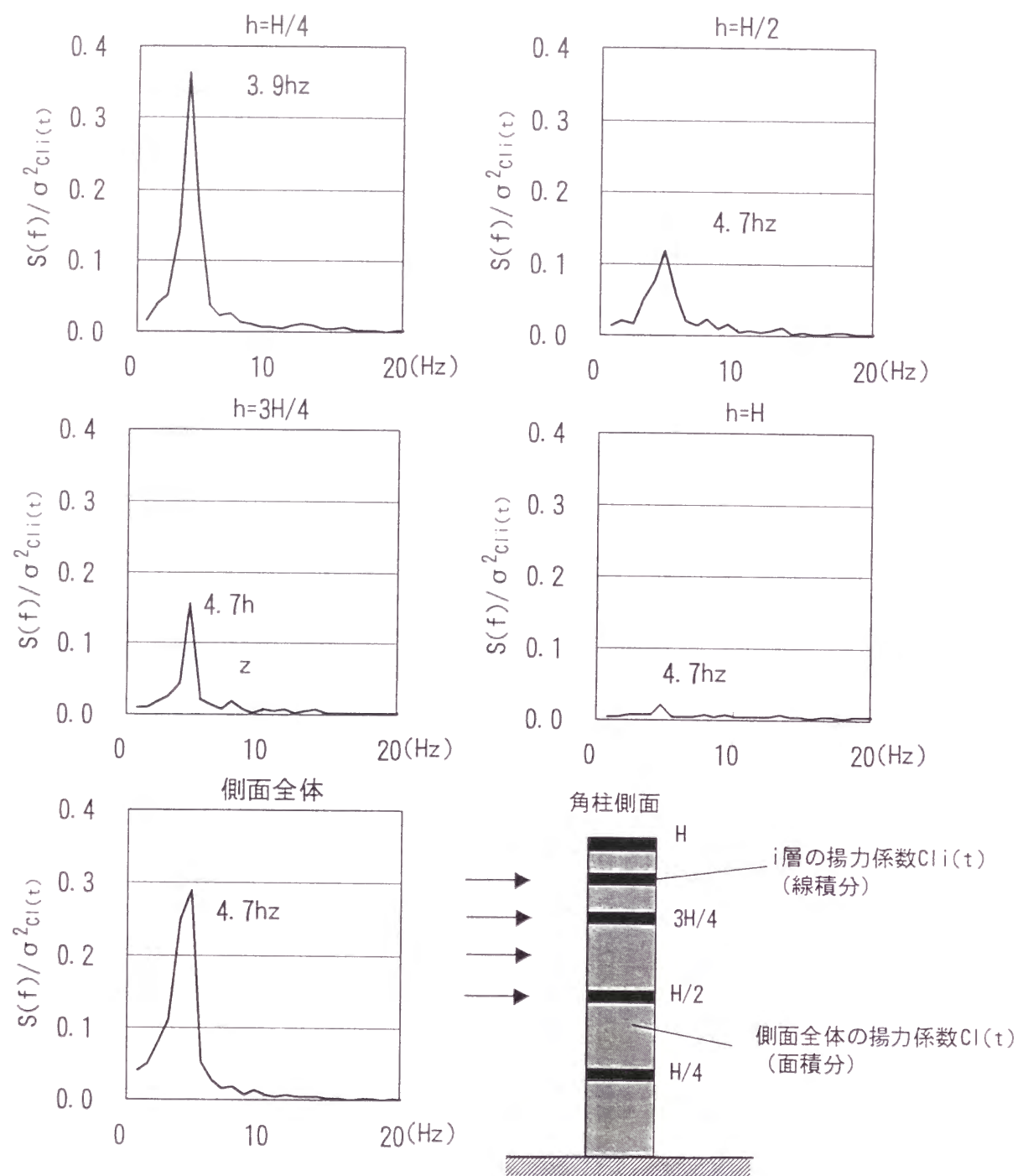


図 3. 6 揚力変動のパワースペクトル

(解析は 0~200Hz の範囲で行っているため、高周波成分の大きい $h=3/4H$, $h=H$ の図では、表示範囲でのパワーが相対的に小さくなる)

角柱側面の幅) および速度圧で無次元化し、 $C_L(t)$ 、 $C_{Li}(t)$ で表している。また図 3. 6 は図 3. 5 のそれぞれに対するパワースペクトルである。各層の揚力の変動を比較してみると高さの違いにより変動に位相差が生じている。 $h=3H/4$ の層が最も早く、 $h=H$ の波形はわずかに遅れている。そして $h=H/2$, $H/4$ の順に下層部に行くほど位相が遅れていく。 $h=3H/4$ は淀み点付近の高さになっており、角柱側面の変動はこの付近の高さから順に起こるのだと考えられる。

揚力変動のパワースペクトルでは、 $h=H/4$ の層を除いて卓越周波数は 4.7(Hz) となっており、これからストローハル数 ($St = f_s D / V$ 、 f_s : カルマン渦の発生周波数、 D : 代表長さ、 V : 風速) を求めると 0.10 となる。角柱頂部付近ではストローハル数成分の変動が小さくなっており、角柱上層ではカルマン渦の影響を受けにくいと考えられる。中層 ($h=H/2$, $3H/4$) ではストローハル数成分の変動が卓越しているが、 $h=H/2$ の層は境界層厚さの高さになっており乱れが強いため、 $h=3H/4$ の層と比較してスペクトルピークがなだらかに広がっている。下層 ($h=H/4$) は乱流境界層の中に入って、平均風速が弱くなり、スペクトルピークの位置が低周波数によっている。スペクトルピークは他の層と比較して大きくなっており、下層の方が渦の影響を強く受けるものと考えられる。側面全体に働く揚力のスペクトルは、4.7(Hz) にピークをもつ。高周波側は 4.7(Hz) を境に急峻に落ちているが、低周波側はなだらかに落ちている。これは、下層での低周波 (3.9Hz) の変動が、角柱側面全体の変動に影響を与えているためだと考えられる。

3. 5 高層建物周りの流れ場の変化

乱れの強い乱流境界層の中に入っている下層部と、比較的乱れの少ない流れ場の中にある上層部では、周りにできる流れ場の性状は異なっている。ここでは数値計算結果から得られた建物周りの流れ場の高さ方向の変化を調べる。

図 3. 7 は計算結果から角柱周りの流れ場の変化の様子を $h=H/5$, $H/2$, $5H/6$ の 3 つの高さについて表したものである。図の下に示した角柱に働く揚力変動の 1/8 周期 (揚力変動の時刻歴にプロットした時刻) ごとに、1 周期分の流

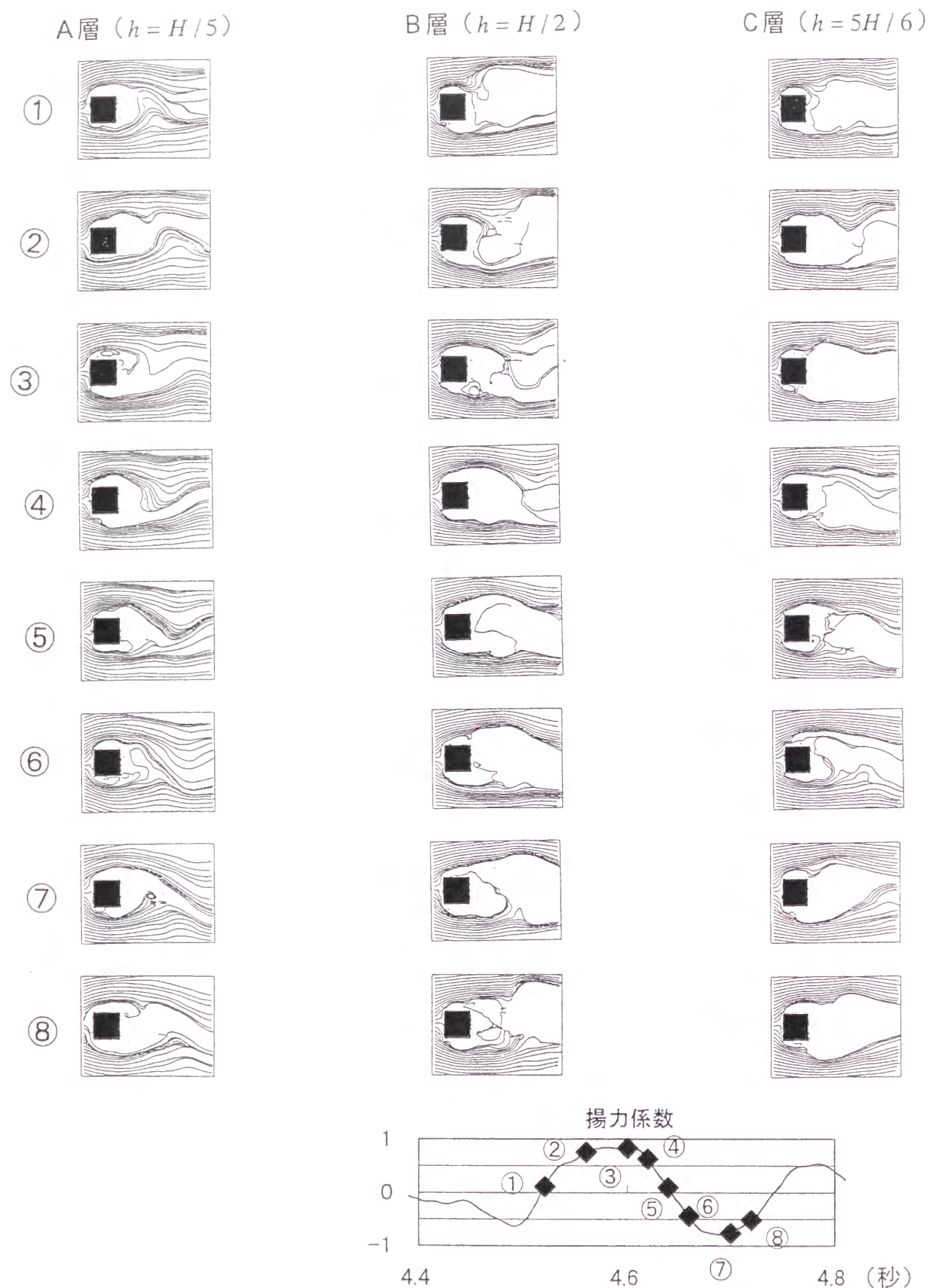


図 3. 7 角柱周りの流線

線図を示している。図はすべて流れ場を上からみた断面 ($x-y$ 平面) となっており、以後の表記の方向 (上下) は、図中の方向を表す。

A 層 ($h = H/5$) は乱流境界層の中に入っており、B 層 ($h = H/2$)、C 層 ($h = 5H/6$) は境界層上の比較的乱れの少ない流れ場となっている。A 層の後流では剥離流が角柱後方まで巻き込んできており、上下の流れが混ざり合うようになっているが、B 層、C 層では後方まで上下の剥離流が離れたままになっている。B 層は C 層と比較するとカルマン渦放出に伴う上下へのふれが大きくなっており、剥離流間の領域は広がっている。C 層では剥離流が角柱よりやや広い幅で平行になっており、その状態のままカルマン渦の変動にあわせて上下に揺らいでいる。A 層のように乱れの強い流れ場では、渦の形成が早められ角柱背後付近での巻き込みが強くなっていると考えられる。そのため A 層では上層部と比較して、角柱側面に流れが再付着している部分も多く見られる。

C 層①の角柱背後上側にカルマン渦が放出されているが、これと同じ渦は B 層においては②の時刻、A 層では③の時刻に角柱背後に放出されている。このように渦の発生は上層から下層にかけて位相差をもっているが、このことは 4 節で示した、各層の揚力変動に位相差があったこととよく一致している。

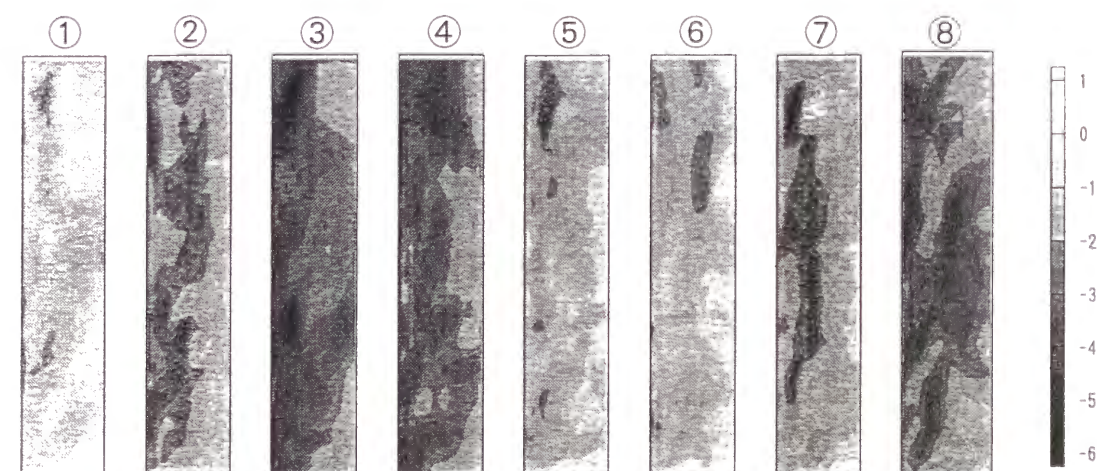


図 3. 8 角柱側面の風圧係数分布の変化 (図 3. 7 の流れ場に対応)

図 3. 8 は図 3. 7 の流れ場のときの角柱側面の圧力分布である。乱流境界層の上にでている角柱の中央付近より上層では前縁からの圧力変動が高さ方向にほぼ同時に移動しているが、乱流境界層の中にある下層部では、下部ほど圧力変動が遅れている(下部ではコンターの色の濃淡が右上がり斜め線の分布となっている)。このように乱流境界層中に建つ建物は、上層と下層で異なった空気力を受けている。

3. 6 むすび

乱流境界層に建つ高層建物のモデルとして辺長比 1:1:5 の正方形断面角柱周りの流れ場を LES を用いて計算した。計算に用いた接近流の境界層の厚さは角柱高さの約半分の厚さとなるようにし、実際の高層建築物周りに近い 3 次元的な流れ場を計算した。計算結果から得られた知見を以下に示す。

- 1) 角柱側面に働く揚力は、淀み点付近の位相が一番進んでおり、下層に向かって遅れている。頂部付近の揚力変動にはカルマン渦成分の変動は明確ではなく、下層部の揚力変動はカルマン渦成分の周期よりも低い周波数となっている。
- 2) カルマン渦は淀み点付近で最も早く形成され、時間遅れをもって中層部、下層部の順にカルマン渦が発生する。
- 3) 乱れの強い下層部では、剥離流がカルマン渦の変動に伴ってかなり強く角柱後方まで巻き込むが、上層部では両前縁で剥離した流れがほぼ平行の状態を保ったまま後方まで移流する。
- 4) 乱れが強い下層部では、渦の巻き込み位置が前縁に近づき、角柱側面への再付着が起こりやすくなっている。

参考文献

- 1) 上森康幹、催但、神田順：基本断面柱に作用する変動風力特性、第 11 回風工学シンポジウム、1990

- 2) 西村宏昭、浅見豊、高森浩治、桶屋真士：高層建物を対象とした変動風圧実験(その 4)設計用風圧係数・風力係数、日本建築学会大会学術講演梗概集、1992

- 3) 菊池浩利、田村幸雄、上田浩、日比一喜：高層建物に作用する変動風圧力の P O D 解析、日本風工学会誌、第 63 号、pp. 129-130、1995

- 4) Okuda, Y. and Taniike, Y. : Flow visualization around a three dimensional square prism, 日本風工学会誌、第 37 号、pp. 25-32、1988

- 5) 丸山 敬、盛川 仁：乱流境界層内の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション、第 13 回風工学シンポジウム、1994, pp. 573-578.

- 6) 丸山 敬：流入境界面における乱流統計量の違いが LES による乱流境界層の計算に及ぼす影響について、日本風工学会誌、第 74 号、1998, pp. 35-45.

- 7) 丸山敬、丸山勇祐、W. ロディ、平岡久司：人工的に発生させた流入気流を用いた L E S による乱流境界層の計算、第 14 回風工学シンポジウム、1996, pp. 217-222

- 8) Germano, Massimo., Piomelli, Ugo., Moin, Parviz., Cabot, William. H. ; A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Center for Turbulence Research, Proc. of the Summer Program, Stanford University, 1990.

- 9) Stone, H. L. ; Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations, SIAM J. on Num. Anal., Vol. 5, pp. 530-558, 1983.

- 10) Rhie, C. M., Chow, W. L. ; A numerical study of turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation, AIAA J., Vol. 21, pp. 1225-1532, 1983

- 11) M. Breuer and W. Rodi, ; Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180° Bend, Proc. of the First ERCOFTAC Workshop on DNS and LES, Guildford, Surrey, U. K., March 1994.

- 12) M. Breuer and W. Rodi, ; Large-Eddy Simulation for complex turbulent flows of practical interest, in Flow Simulation with High-Performance Computers II, ed. E. H. Hirschel, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 52, pp. 258-274, 1996.

第4章 正方形断面をもつ高層建物の非定常風圧力

4. 1 はじめに

風による構造物の振動には、大きく分けて風向方向のものと、風向直角方向のものおよびねじれ振動がある。風直角方向の振動には、物体の背後にできるカルマン渦による渦励振や物体の振動にともなって生じる付加的な空気力によるギャロッピング振動などがある。渦励振はカルマン渦の発生周波数と建物の固有振動数とが一致する風速付近で最大の振幅となり、ギャロッピングはある風速以上で発振し、風速の増加とともに大きくなる。これらの振動は、いずれも自励振動的な傾向が強く、一旦発生すると大きな振幅に発展し、場合によっては構造物の破壊に繋がる恐れもある。とくに高層建築物などの細長い構造物では、その傾向が強くなっている。渦励振やギャロッピング等の空力不安定振動に関する研究の多く^{1) 2) 3)}等は、吊橋や鉄塔などの2次元的な構造物を対象としたものであり、建築物のような3次元構造物についての研究は少ない。

建築構造物のような3次元構造物では、第3章の計算結果に見られるように高さ方向に流れや渦の性状が変化する。高層建築物の風直角方向振動の抑制や耐風設計において、建物が気流から受ける力の高さによる変化を明らかにすることは重要なことである。谷池・西村等^{4) 5)}は境界層流で3次元角柱を用いた強制振動実験⁶⁾により、高層建築物の風直角方向振動時の非定常空気力を検出し、空力不安定振動が、建物の形状、剛性、質量、減衰等の力学特性、さらには接近流の気流性状によってどのように変化するかを明らかにしているが、角柱側面の細部の空気力については明らかにしていない。また、石崎・谷池^{7) 8) 9)}が振動角柱側面に加わる風圧力を測定しているが、本研究は測定点を増やし実験の精度をよくすることによって、さらにそれを発展させたものとなっている。

本章では、多点同時測定が可能な圧力計を用いて、正方形断面をもつ3次元角柱の風直角方向振動時の側面に働く変動圧を直接測定できるようにした。風直角方向振動時の角柱側面に作用する変動圧を風洞実験から測定することにより、空力不安定振動の原因となる非定常空気力を検出した。この結果から構造物側面の

どの部分に渦励振やギャロッピングを引き起こす要因となる非定常空気力が働くかを明らかにするとともに、非定常空気力の発生機構について考察を行っている。

4. 2 実験方法

風洞実験は日本建築総合試験所の幅18m、高さ15mの測定断面をもつエッフェル型吹出式境界層風洞を用いて行った。接近流は、風洞の床面でのみ発達させたもので、図4. 1に示すような、平均風速の鉛直分布がべき指数 $\alpha=0.14$ 、低層部(風洞の床面から2~3cmの範囲)における乱れの強さを10%とした厚さ15cmの境界層である。風洞内で実験模型を風直角方向に強制振動させ、その側面に働く変動圧を測定した。使用した模型は、幅 $B(=D$:奥行き) $=70mm$ の正方形断面角柱であり、高さ $H=350mm$ 、アスペクト比($=H/B$)5である。図4. 2に模型断面および側面図を示す。側面図には、圧力測定孔の位置を示す。

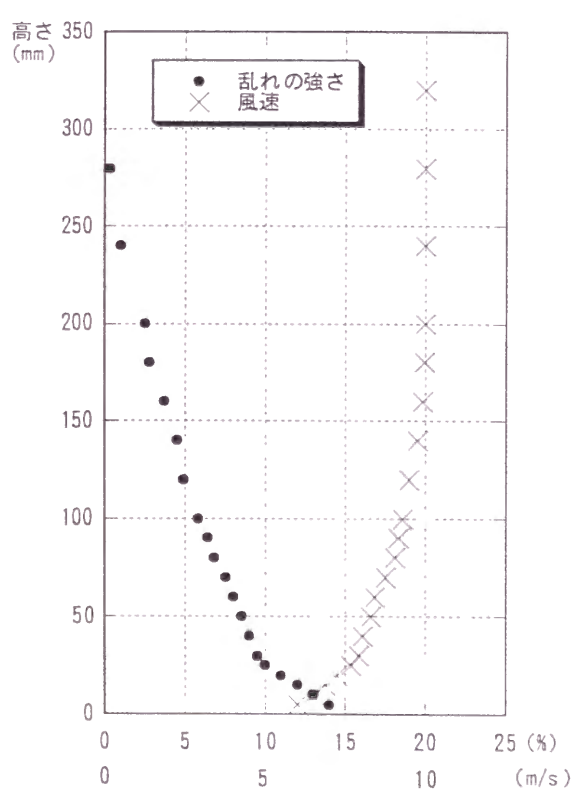


図4. 1 接近流のプロファイル

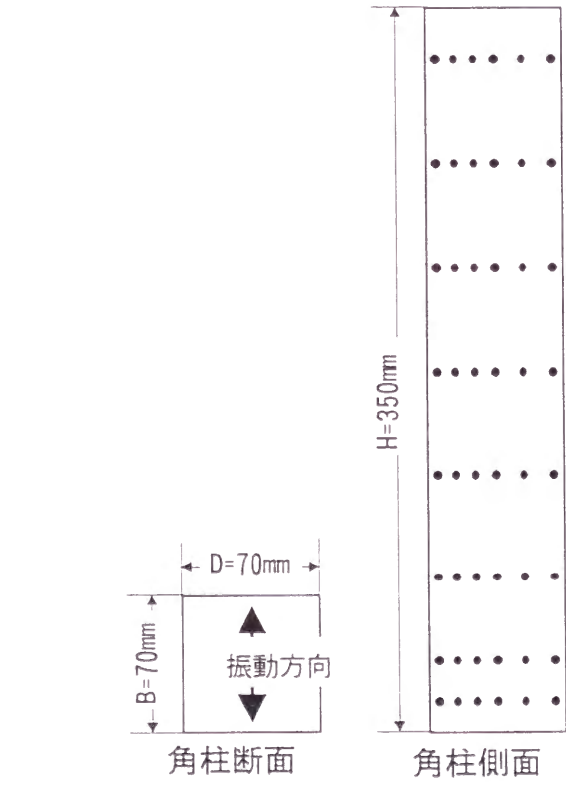


図4. 2 角柱模型および圧力測定孔

強制振動装置(図4. 3)は、谷池・西村等が以前に開発したものに、実験精度を高めるため若干の改良を加えた。この装置では、模型が風直角方向に1次の直線モードでロッキング振動し、そのときの角柱側面の変動圧をビニールチューブを介して測定できるようにしてある。強制加振振幅は建物の回転角 y_r ($=y_{0H}/(H+\alpha)$ 、 y_{0H} :角柱頂部振幅、 α :回転軸から床面までの距離)で表わし、0.004、0.008、0.016の3種類とした。また、強制振動の振動数 f_m は8.01Hzとし、測定時の風速は角柱頂部で無次元風速 $V_r(=V/Bf_m$ 、 V :風速)で3~12の範囲の15段階とした。角柱の振動変位は振動装置下部に設置したレーザー変位計により測定した。

変動風圧の測定は、図4. 2の角柱側面に設けた縦方向8点、横方向6点、合計48点の圧力測定孔で行った。使用した圧力計は差圧型のもので、10mmAqで1Vの出力をする。使用したビニールチューブの長さは60cmである。ビニールチューブの周波数特性は図4. 4に示すようなものであり、チュービングシステムの固有振動数は65Hzにピークをもち、解析領域(0~40Hz)において、ゲイン要素がフラットで位相は直線となったので、データを一定時間だけずらすことにより補正を行った。

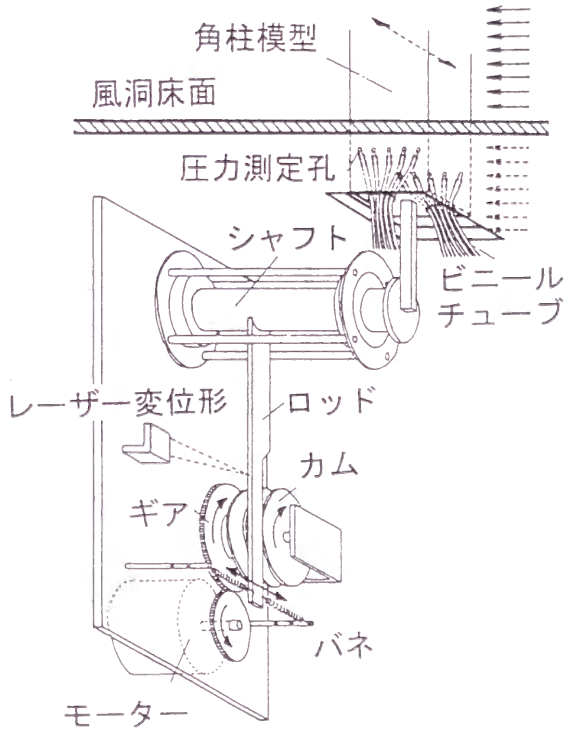


図4. 3 強制振動装置

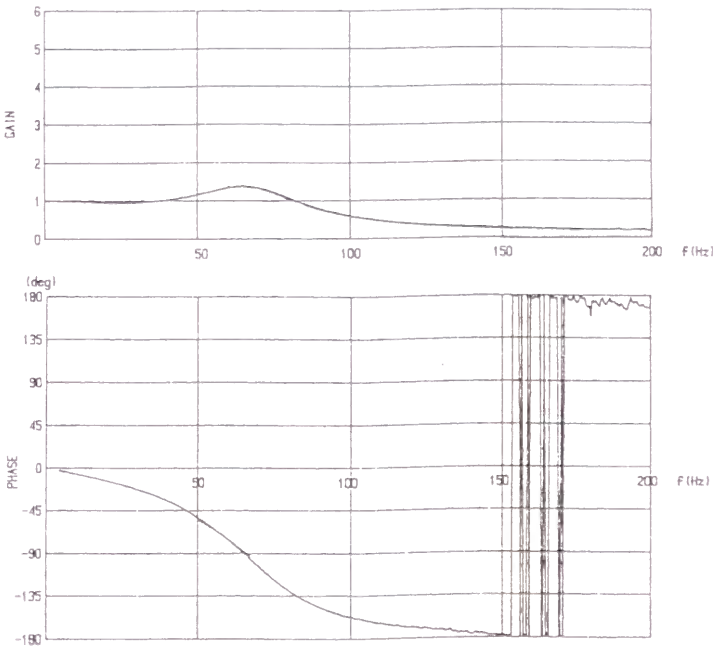


図4. 4 チューブの周波数特性

4. 3 角柱側面の風圧分布

図4. 5は基準の静圧 P_0 から測った平均圧 $(\bar{P}_k - P_0)$ を基準の速度圧 $q_0 (= \rho V^2 / 2, \rho$:空気密度) で割った平均風圧係数の分布を、図4. 6は変動圧 $P_k(t)$ の標準偏差 (rms) を q_0 で割った変動圧係数の分布を示す。 P_0 と q_0 は角柱の影響を受けない前方の角柱頂部の高さで測定した値である。また、振動振幅による違いは見られなかったなので、振動時は $y_r = 0.008$ の場合についてのみ表示している。

角柱側面の平均風圧は、静止時と振動時を比較するとあまり大きな違いは見られなかったが、やや振動時の方が負圧の絶対値は大きくなっている。振動時には風速による変化はあまり見られない。

変動風圧係数は、振動時の値は静止時と比較してやや大きくなっている。振動時の値は共振風速付近で最も大きくなる。ただし共振風速は角柱背後の風速変動から求めたストローハル数よりだしたものである。ストローハル数 $S_r (= f_s B / V$ 、

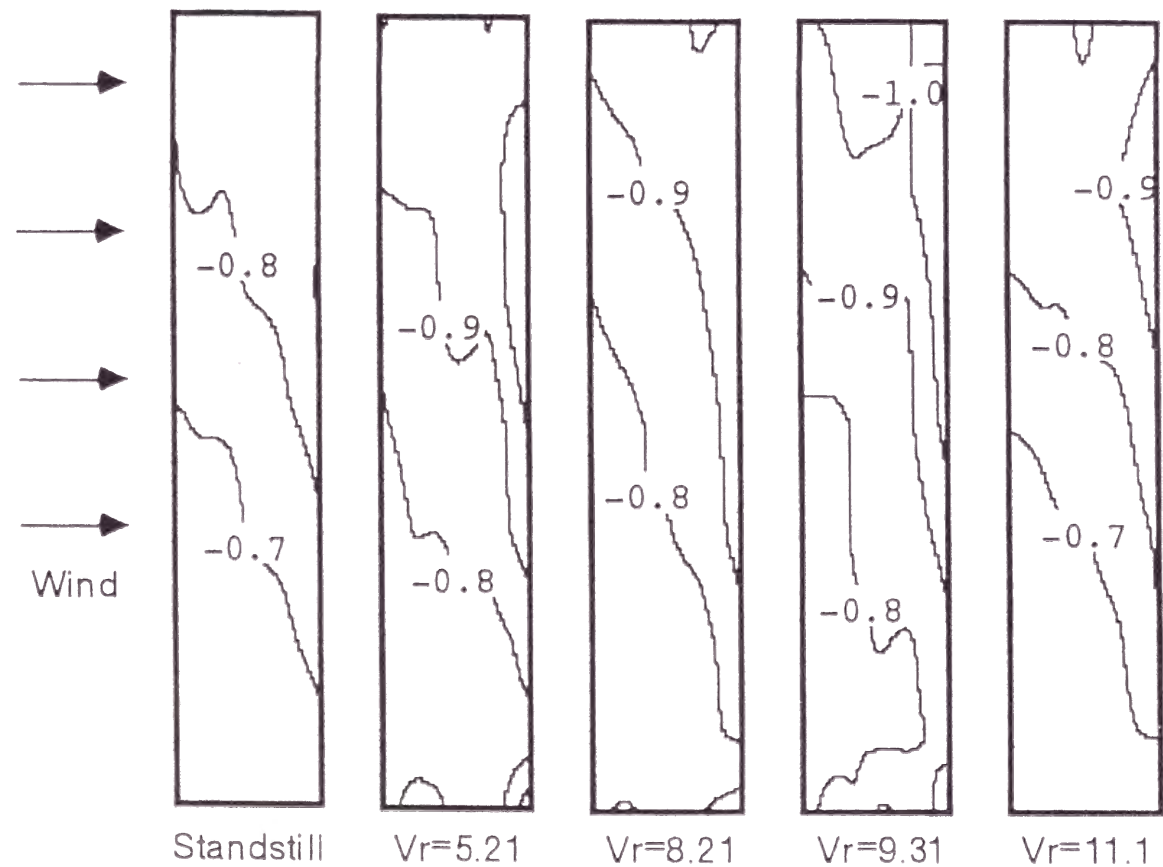


図4. 5 角柱側面の平均風圧係数

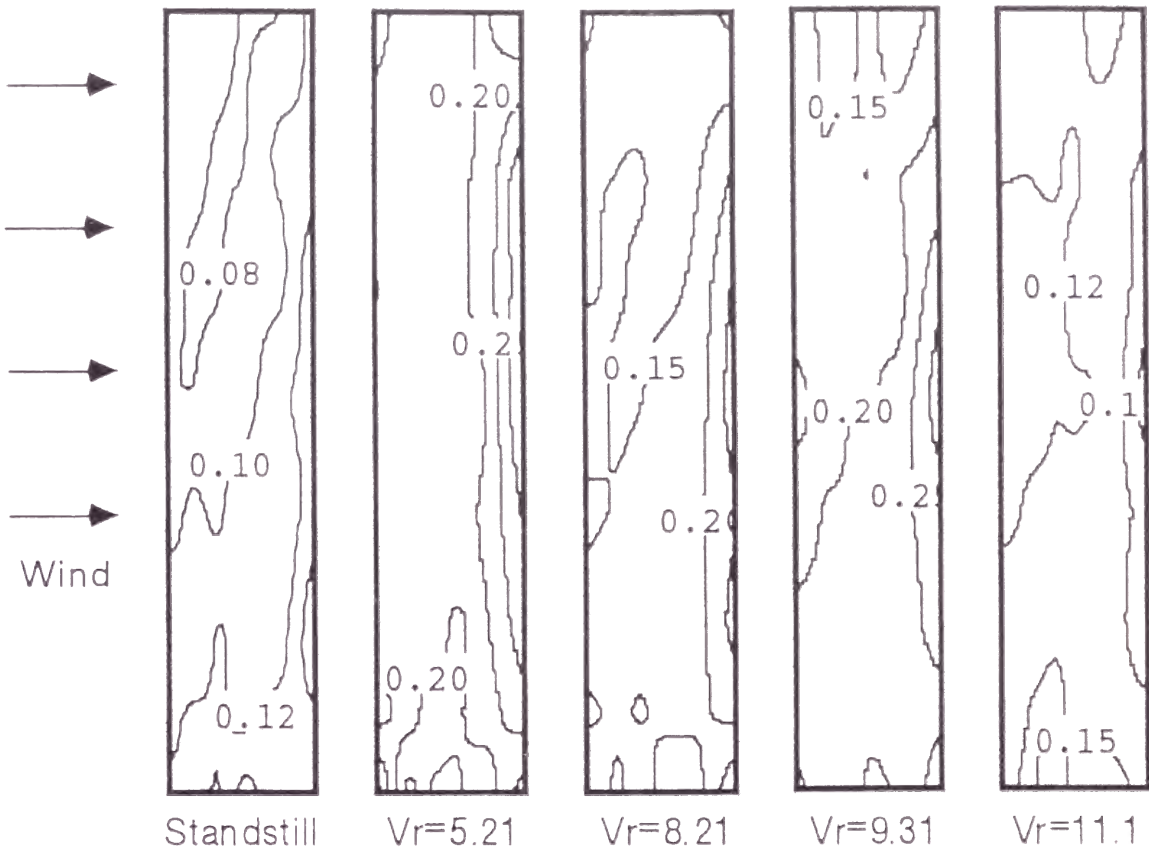


図4. 6 角柱側面の変動風圧係数

f_s はカルマン渦の発生周波数) $= 0.105$ となり、角柱の振動数が一致 ($f_s = f_m$) する無次元共振風速 $V_{RES} (= 1/S_r) = 9.5$ となる。ストローハル数の値は角柱振動時と静止時で違いは見られなかった。

4. 4 変動風圧のスペクトル解析

角柱側面に働く変動圧の主成分を調べるため、スペクトル解析を行った。解析の結果、振動振幅による差はほとんど見られなかったなので、ここでは $y_r = 0.008$ のものと静止時のものについてのみ結果を示す。図4. 7は代表的な点でのパワースペクトルを静止時と3種類の無次元風速 V_r について示している。横軸は周波数 (Hz)、縦軸は各周波数のパワーを 20 Hz までの全パワーで割ってパーセント表示したものである。図中の f_m 、 f_s とあるのは角柱の振動数 f_m と角柱後方に発生するカルマン渦の発生周波数 f_s を表わす。

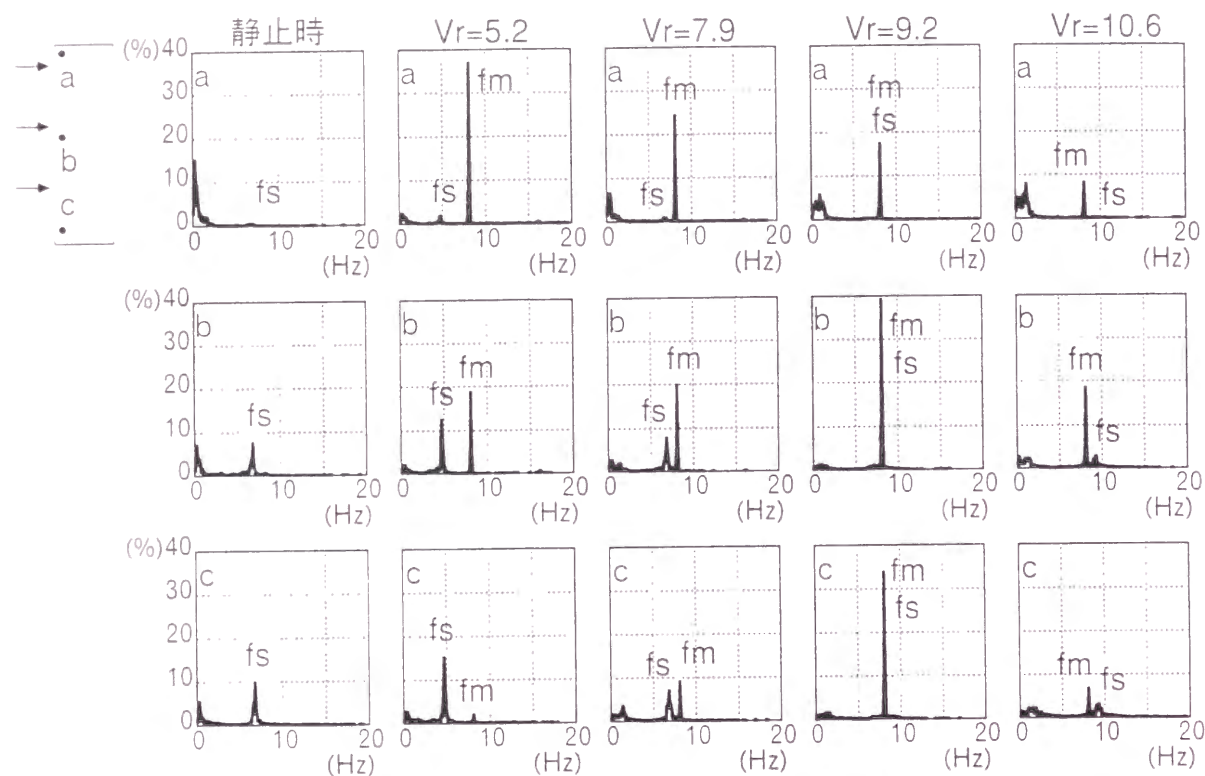


図4. 7 変動風圧のパワースペクトル ($y_r = 0.008$)

角柱静止時には、上層部ではっきりしたピークが見られず、中層部および下層部では明瞭なスペクトルピークが見られる。これは上層部に行くほどカルマン渦の影響が弱まっているためと思われる。スペクトルピークを示す周波数は、中層部、下層部とも同じである。

次に角柱振動時について述べる。模型の振動数は $f_m = 8.01 (Hz)$ である。上層部では常に振動数成分 (f_m 成分) が卓越し、ストローハル数成分 (f_s 成分) はほとんど見られない。共振風速付近でも f_m 成分が他の風速の時と比較して大きくなることはない。中層部では f_m 成分、 f_s 成分の両方のピークが見られるが、やや f_m 成分のほうが卓越している。共振風速付近では f_m 成分と f_s 成分の一致によりピークを示すパワーはかなり大きくなる。共振風速を超えても f_s 成分が明確に見られないが、同期現象がしばらく続いていると考えられる。下層部では中層部同様に両方のピークが見られるが、低風速では f_s 成分がかなり卓越している。風速の増加とともに f_m 成分のピークが大きくなり、共振風速付近ではピークを示すパワーはかなり大きくなる。共振風速を超えても中層部同様にしばらく

同期現象が続く。

f_s 成分が角柱の中層部から下の測定点では見られ、上層部で見られないのは、渦が角柱上部で拡散することによると考えられる。角柱前縁での剥離により生じるカルマン渦が、下部で強く上部では拡散するといった、谷池・奥田^{10)、11)、12)}のいう逆円錐形の形状をもつものと思われる。角柱の振動にともなう生じる渦¹³⁾については、 f_m 成分が上層部ほど卓越していることから振動振幅の大きいところほど強くなっていると考えられる。

4. 5 角柱側面の圧力変動の空間相関係数

図4. 8は、ずらし時間 $\tau = 0$ としたときの空間相関係数の分布を6種類の風速について表わしたものである。空間相関係数は、ストローハル数成分 (f_s 成分)

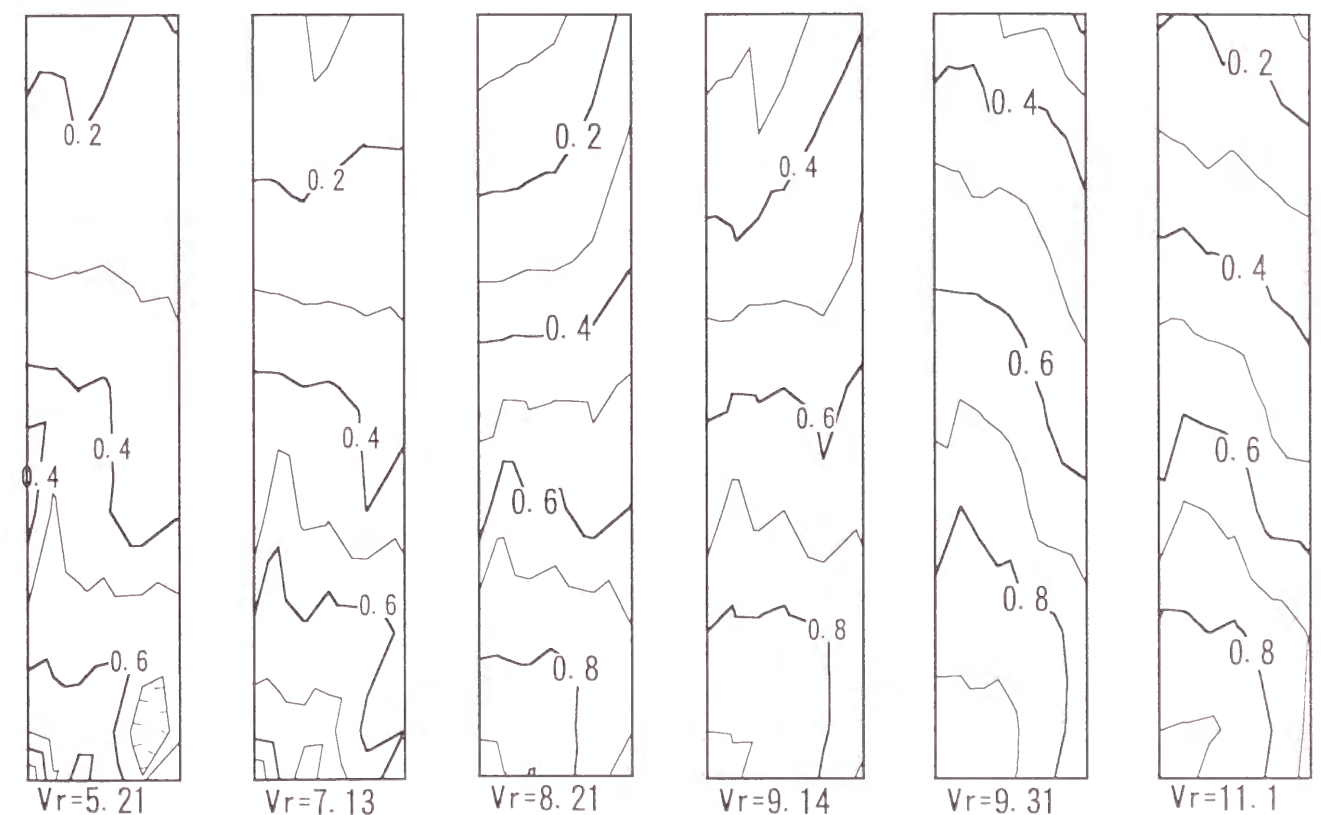


図4. 8 変動風圧の空間相関係数 (基準点: 風上側最下層、 $\tau = 0$)

の渦の影響を最も強く受けていると思われる前縁最下点の圧力変動を基準とし、その他の点の圧力変動と計算したものである。各々の図は左側が風上である。

$V_r > 7.1$ の風速では、静止時と比較すると振動時は相関が大きくなっている。また風速の変化に対しては、共振風速までは風速の増加とともに相関は大きくなるが、共振風速を超えると相関が小さくなり始める。分布の形状を見ると、共振風速以下の風速と、共振風速以上の風速では違いが見られる。共振風速以下では、下層部から中層部にかけては基準点から遠ざかるにつれ相関が小さくなるが、角柱側面中央から上層部では風上頂部にむけて相関が小さくなっている。共振風速以後は、基準点を中心に遠ざかるにつれ相関が小さくなる分布が角柱側面全体にわたって見られる。この変化については相関係数からは詳しいことはわからないが、次節で述べる変動圧と変位の位相差に深い関係があると考えられる。

4. 6 振動角柱側面に作用する空気力

4. 6. 1 仕事量の定義

角柱側面の各測定点で得られた変動圧より振動に寄与する空気力(非定常空気力)を取り出すことを考える。ある点(k 点)での1サイクル($1/f_m$)ごとに角柱が空気から受ける仕事量 W_k は、その点での変動圧 $P_k(t)$ (ただし、平均成分を除く)と水平変位 $y_k(t)$ を用いて次式で表わされる。

$$W_k = \int_0^{1/f_m} P_k(t) \frac{dy_k(t)}{dt} dt \quad (4. 1)$$

角柱の振動は強制的な調和振動であるので、水平変位 $y_k(t)$ を次式のような余弦波とする。

$$y_k(t) = y_{0k} \cos 2\pi f_m t \quad (4. 2)$$

式(4. 2)を式(4. 1)に代入すると、

$$W_k = 2\pi f_m y_{0k} \int_0^{1/f_m} P_k(t) \sin(2\pi f_m t) \cdot dt \quad (4. 3)$$

ここで f_m は角柱の振動数、 y_{0k} は k 点での振動振幅である。三角関数の直交性より、変動圧 $P_k(t)$ の中で仕事量 W_k に寄与するのは、周波数 f_m の成分であることが(4. 3)式よりわかる。変動圧 $P_k(t)$ から f_m 成分のみを取り出した $P'_k(t)$ を次式の様に表す。

$$P'_k(t) = P'_{0k} \cos(2\pi f_m t + \beta_k) \quad (4. 4)$$

ここで、 $P'_k(t)$ は k 点に作用する変動圧の f_m 成分の振幅を示す。 β_k は変動圧と変位との位相差を示し、 $\beta_k > 0$ のとき、変動圧は変位に対して位相の進みをもつ。式(4. 4)を式(4. 3)に代入すると、仕事量 W_k は次式のように表される。

$$W_k = \int_0^{1/f_m} P_k(t) \frac{dy_k(t)}{dt} dt = \pi y_{0k} P'_{0k} \sin \beta_k \quad (4. 5)$$

P'_{0k} 、 y_{0k} は正であるから、 W_k の正負は $\sin \beta_k$ の符号によって決まる。 $2n\pi < \beta_k < (2n+1)\pi$ のとき(n は整数)、 $0 < \sin \beta_k < 1$ になり、 $W_k > 0$ になる。この場合 k 点に加わる空気力は角柱にエネルギーを与え、振動を増大させる。逆に $2(n-1)\pi < \beta_k < 2n\pi$ のとき(n は整数)、 $-1 < \sin \beta_k < 0$ になり、 $W_k < 0$ になる。この場合、空気力は角柱からエネルギーを奪うことになり、振動を減少させる。また、側面全体の測定点に加わる変動圧が、1サイクルあたりに角柱に対してなす仕事量の総和 W_T は角柱側面の面積分で求められ、次式のように表される。

$$W_T = \int W dS = \sum_{k=1}^n a_k W_k \quad (4. 6)$$

ここで a_k は、 k 点の空気力が分担する面積を示す。 W_T が正になるとき、角柱側面は空気からエネルギーを与えられることになり、つまり負減衰力を受ける。こ

の空気力が風直角方向の空力不安定振動の原因となる。

4. 6. 2 角柱が空気から受ける仕事量

図4. 9は角柱側面に働く変動風圧と振動変位との位相差の風速による変化を代表的な点において表わしたものである。ここでは $y_r = 0.008$ の結果について示す。また図4. 10には振動振幅による違いを示すため、 $y_r = 0.004, 0.016$ の場合について各層の前縁の3点について結果を示している。図の縦軸は位相差（度）、横軸は無次元風速であり、図中の矢印（↓）は共振風速を示す。

上層部では風速の増加とともに直線的に変動圧の位相が進み、共振風速以下の風速で位相差 $\beta_k > 0$ となり、共振風速に達する前に $w_k > 0$ となる。スペクトル解析で上層部は f_s 成分があまり見られなかったように、上層ではカルマン渦の影響

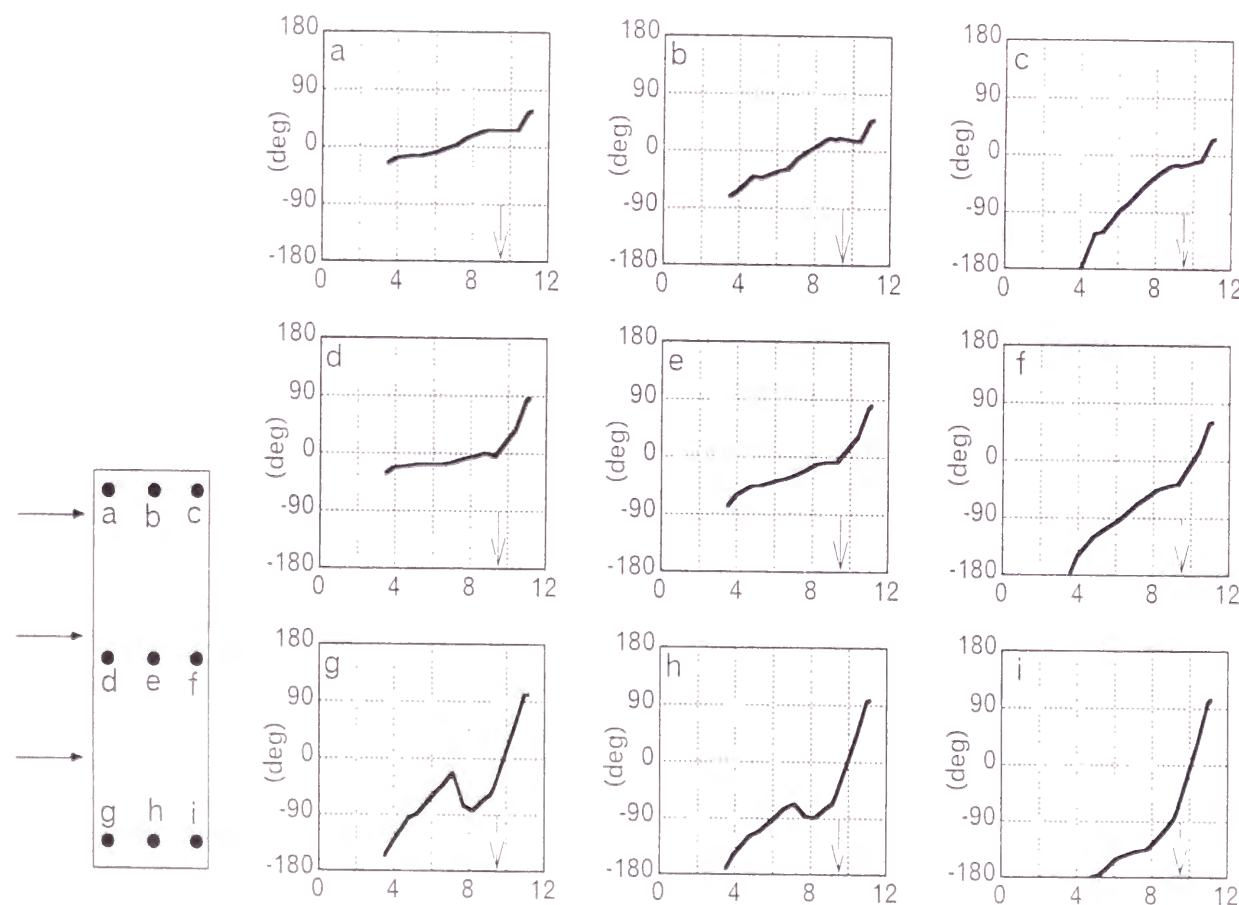


図4. 9 各点での位相差 β の風速による変化（ $y_r = 0.008$ ）

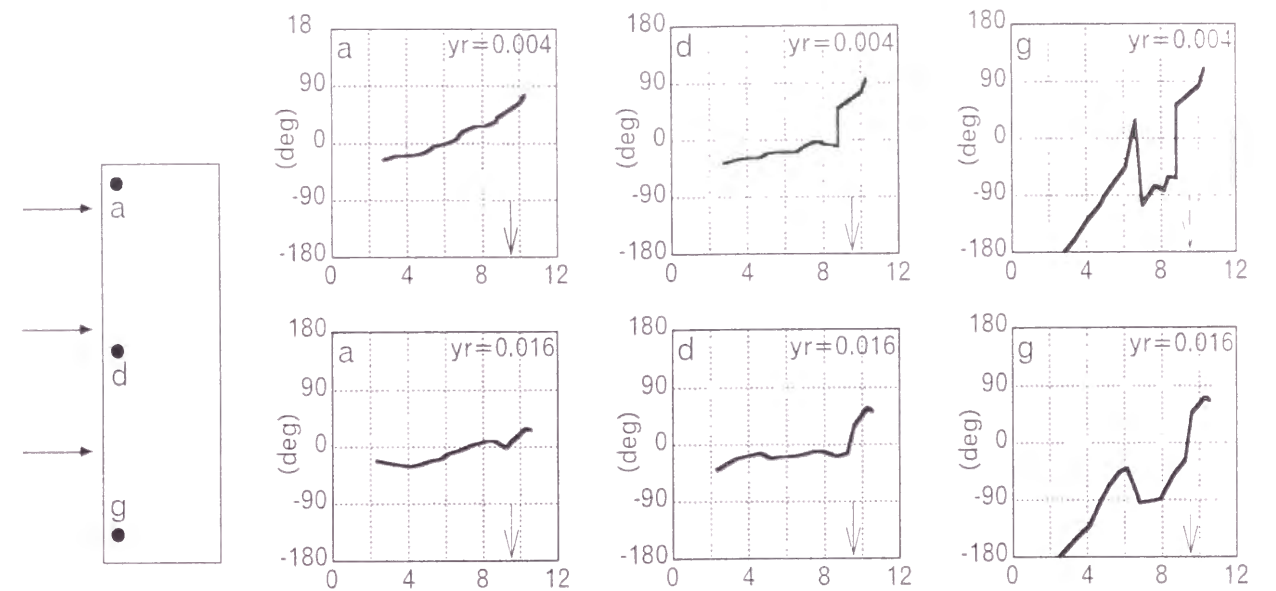


図4. 10 各点での位相差 β の風速による変化（ $y_r = 0.004, 0.016$ ）

（ f_s 成分）をあまり受けないので、中層部や下層部で見られるような f_s と f_m が一致する共振風速付近での急激な位相の変化が見られない。上層部ではカルマン渦による圧力変動があまりでていないことから、角柱の両側面に剥離流がほぼ対象に形成され角柱の振動によってのみ流れ場から空気力を受けていると考えられる。このような場合、振動角柱の速度により接近流がある迎え角をもって吹いていると考えることができ、角柱の進行方向の側面に剥離流が接近し、反対側の側面では剥離流が遠ざかり、剥離流による負圧は進行方向の側面で大きくなり、振動を増大させるように空気力が働いていると考えられる。この現象を振動振幅について比較すると、 $y_r = 0.004$ の場合は $y_r = 0.008, 0.016$ より位相差 β_k が正となるのが低い風速で起こっている。

下層部から中層部にかけては共振風速付近で変動圧の位相が突然進み、 $\beta_k > 0$ となる。これは、カルマン渦の発生周波数と模型の振動数が一致して渦励振が起こり、急激に負減衰効果が働き始めたためであると思われる。また、下層部では共振風速の約2/3付近のときにも位相差 β_k が大きくなり部分的に $\beta_k > 0$ となる場所が見られる。

図4. 11～図4. 13は位相差 β_k の分布を各無次元風速ごとに表わしたものである。低風速時（ $V_r < 5$ ）には角柱前縁で位相が進んでいて、風下ほど位相が

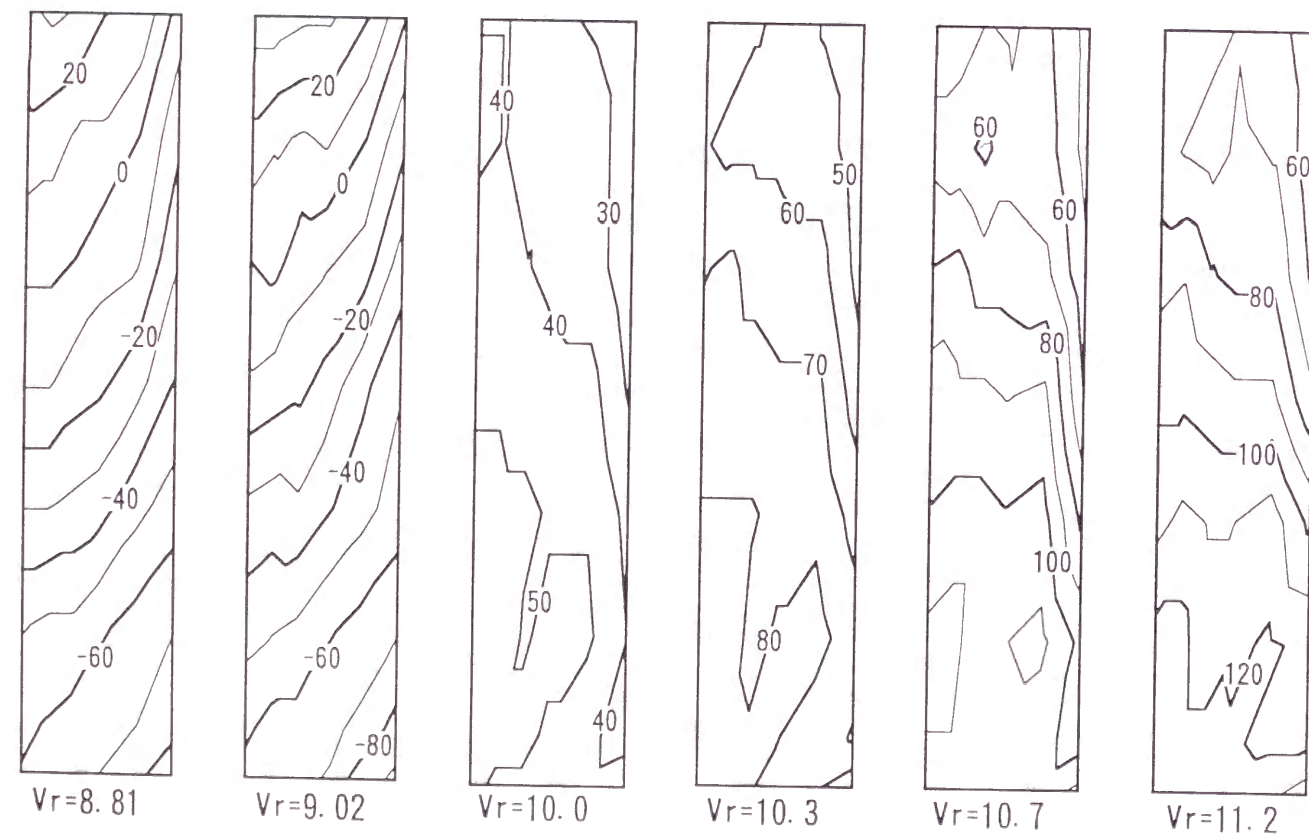
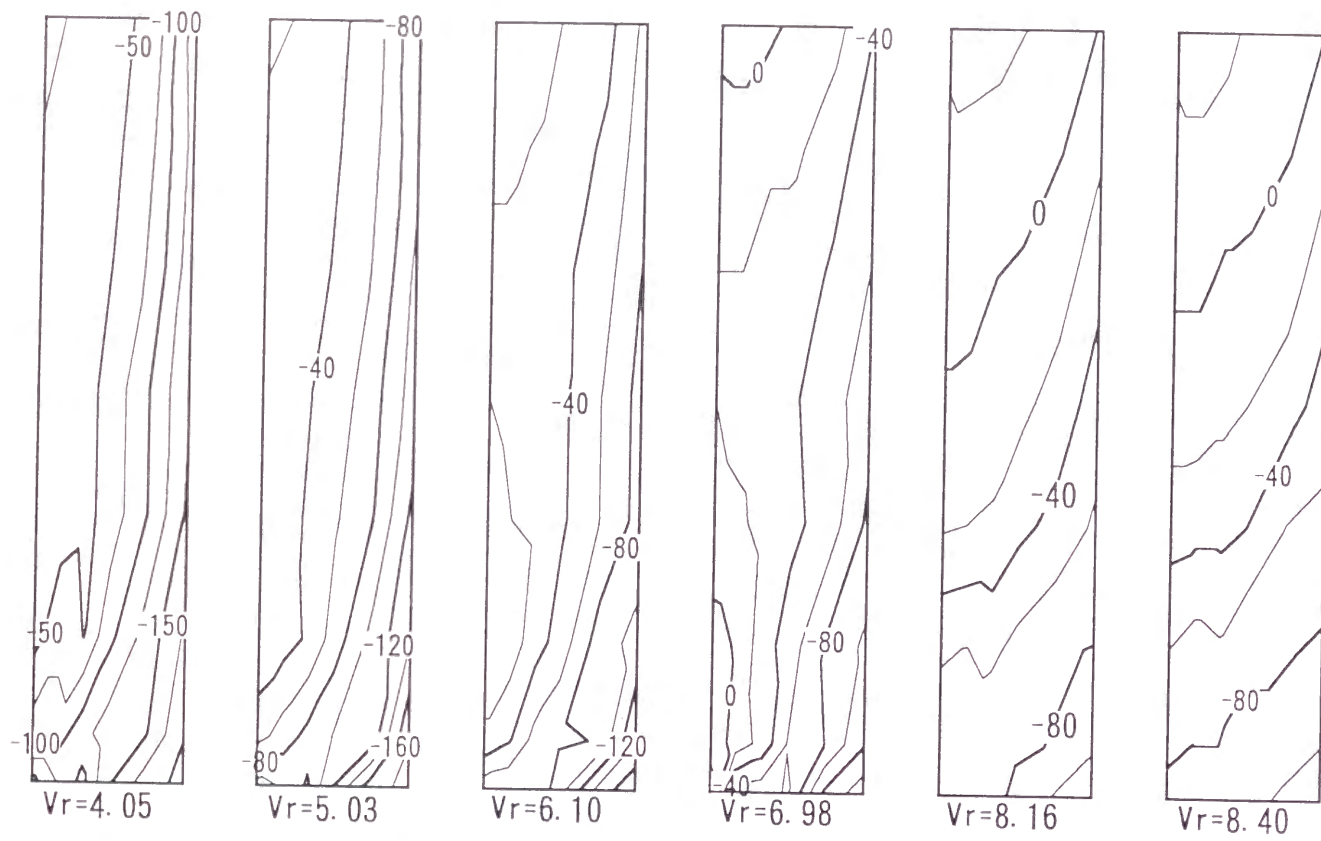


図 4. 1 1 振動変位と変動風圧の位相差 β の分布 ($y_r = 0.004$)

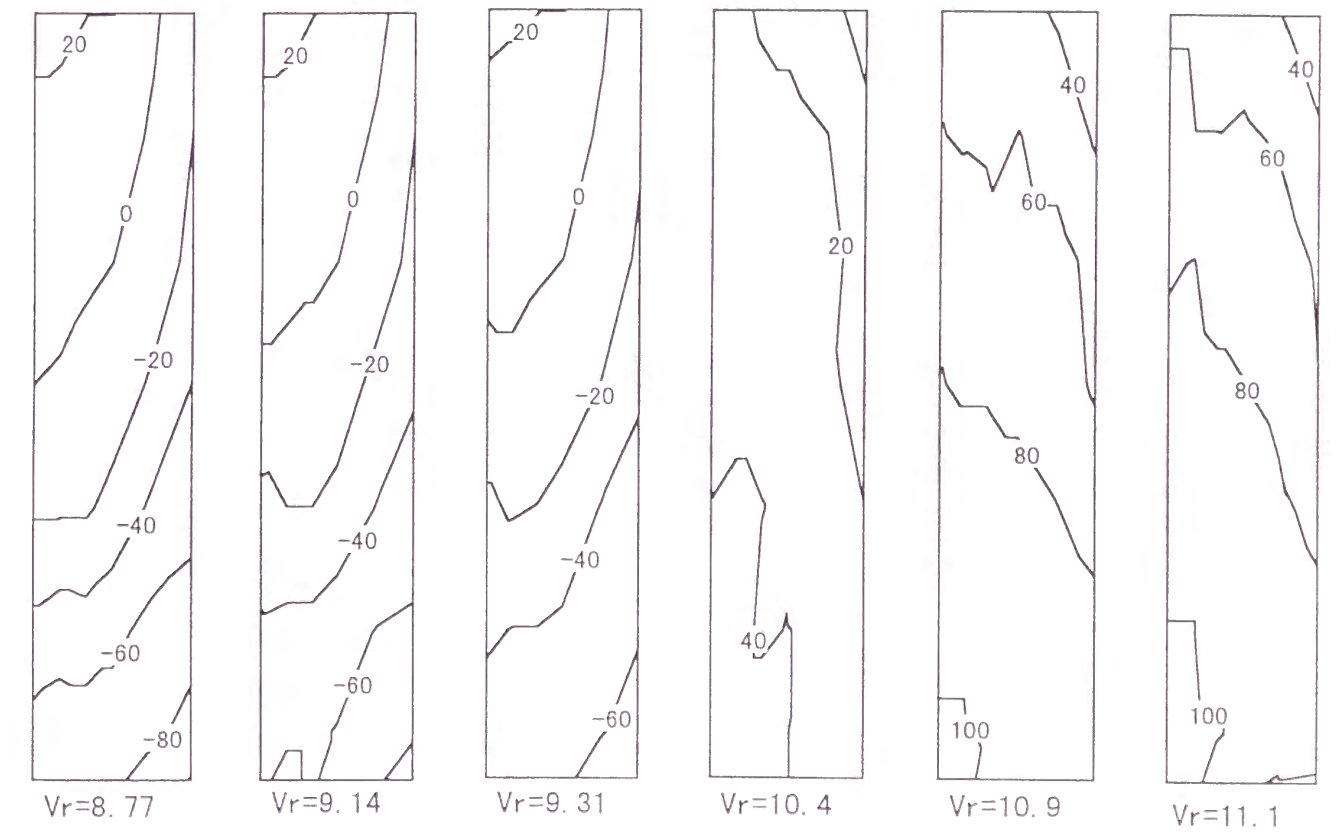
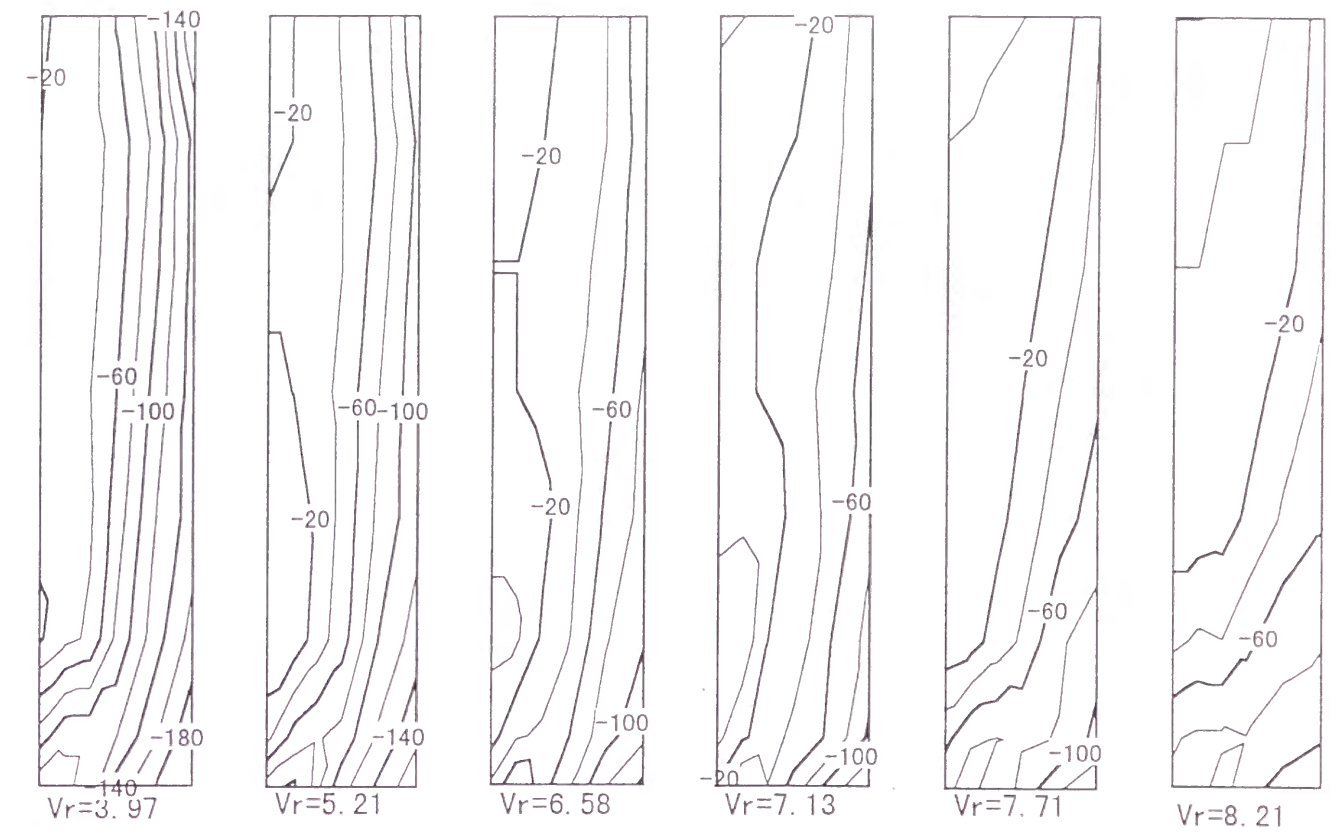


図 4. 1 2 振動変位と変動風圧の位相差 β の分布 ($y_r = 0.008$)

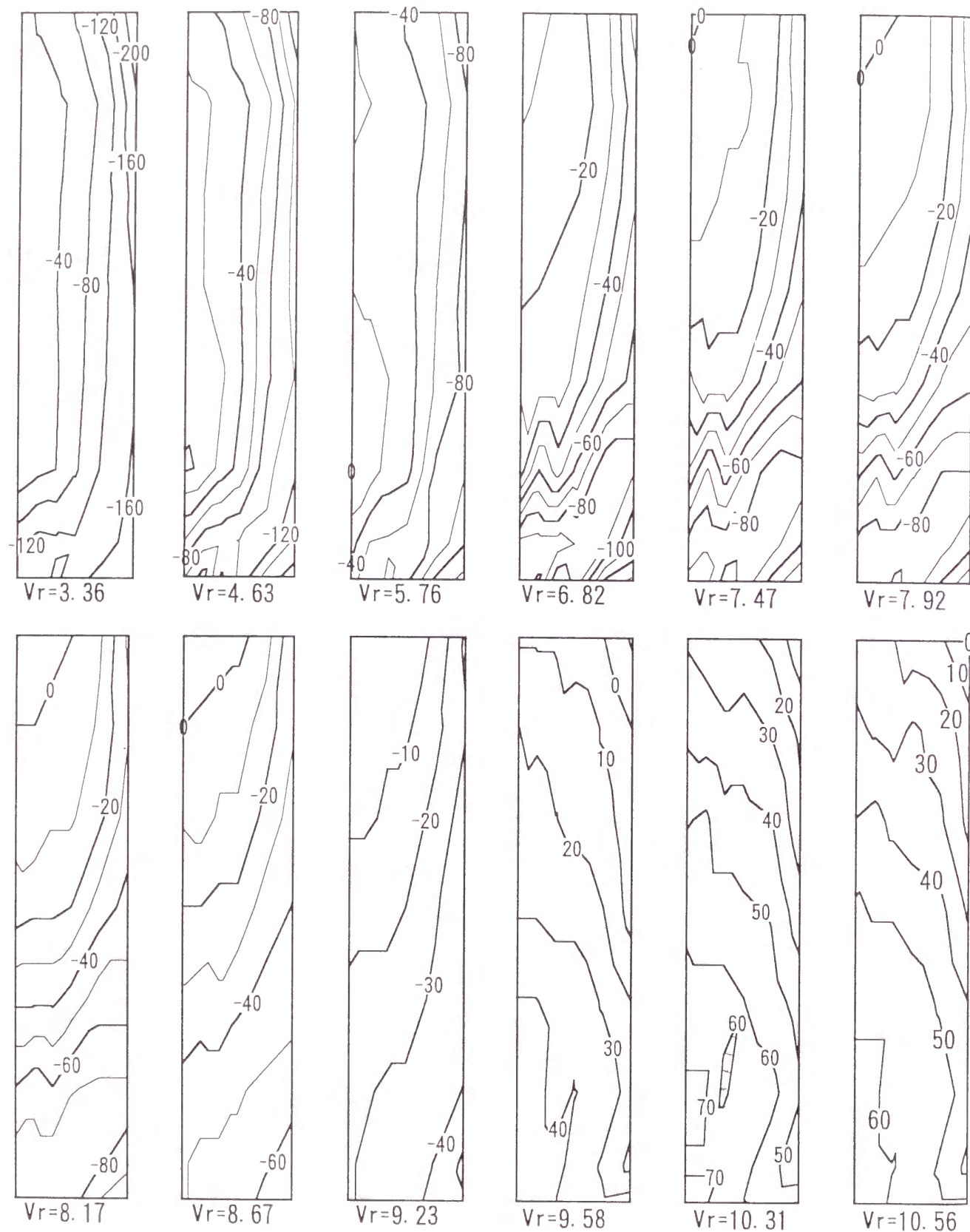


図 4. 1 3 振動変位と変動風圧の位相差 β の分布 ($y_r = 0.016$)

遅れている。無次元風速 $V_r = 7$ を超える付近から角柱前縁頂部で $\beta_k > 0$ となり、分布は角柱前縁頂部を中心に放射状に位相が遅くなっている。風速増加とともに $\beta_k > 0$ の領域が広がっていく。共振風速付近で急激に分布形状が変化し、前縁最下点で位相差 β_k が正で最大値を取り、これを中心に放射状に位相が遅くなる。そのときの上層部の位相差は共振風速以前のものと変わらない。共振風速を超えてからは、前縁最下点で β_k が 90° 近い値となり、側面全体で位相差が正となる状態がしばらく続く。このことは、スペクトル解析で見られた、同期現象が共振風速後もしばらく続くことと一致している。

上層部では、カルマン渦の影響を受けず振動に伴って発生する付加的な空気力によって負減衰を受け、また下層部から中層部にかけては、カルマン渦による影響を強く受けるため共振風速付近から急激に負減衰力を受けることがわかった。これらの現象が共振風速付近では同時に起こるため、高層建築物はより強い負減衰力を受ける可能性があると考えられる。

図 4. 1 4 は各点の仕事量の総和 W_T を式 (4. 6) より求めた結果を示している。横軸は無次元風速であり、縦軸は仕事量 W_T を角柱頂部の振動振幅 ($y_r H$)、

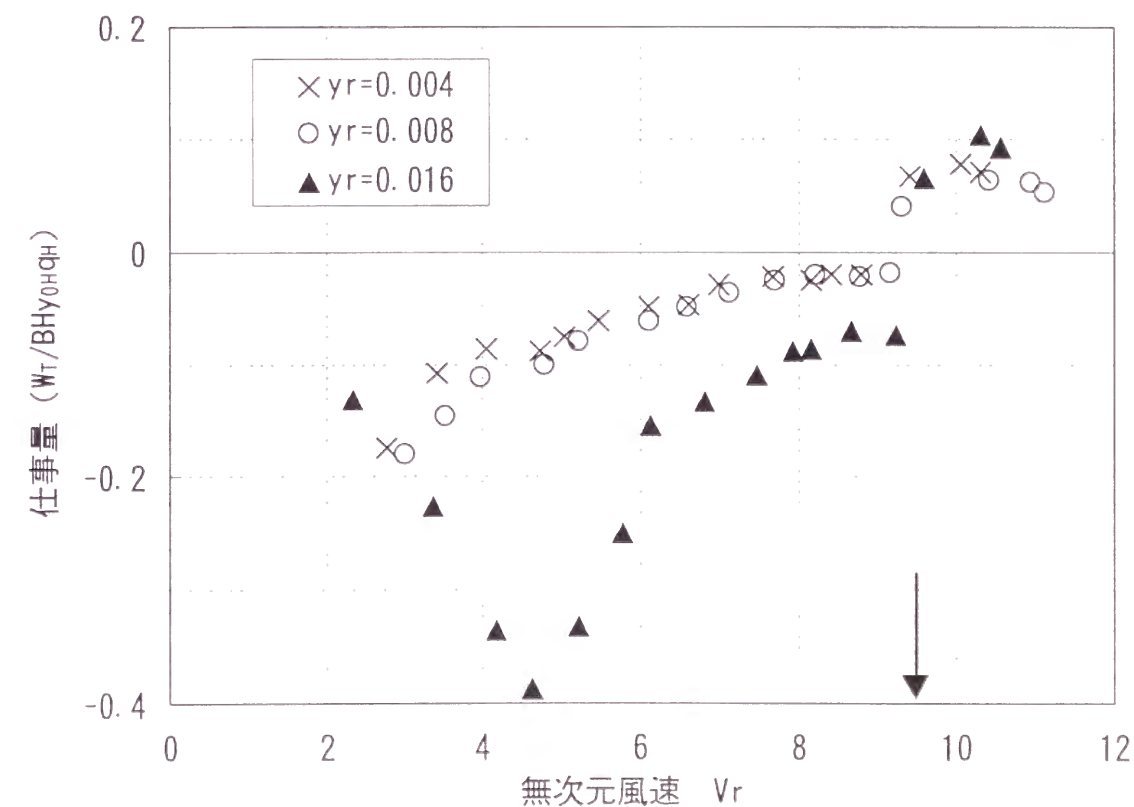


図 4. 1 4 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和

角柱側面積 BH 、速度圧 q_0 で無次元化した量である。

無次元風速の増加とともに仕事量が増大し、共振風速付近で急激に正となる。共振風速より低い風速では常に $w_T < 0$ となっており、強制加振振幅を大きくした $y_r = 0.016$ では、 $V_r = 5$ 付近で正減衰力が大きくなっており、このような大きな振幅にはなりえないと考えられる。前述の位相差との関係を調べてみると、角柱上層部では $V_r = 7$ 付近から $\beta_k > 0$ となり仕事量 $w_k > 0$ となっている。しかし、仕事量の総和 $w_T < 0$ であるから角柱側面全体では負減衰効果は起こっていない。下層部で $\beta_k > 0$ となるとき、側面全面が $\beta_k > 0$ となり仕事量の総和 $w_T > 0$ となっている。このことから、共振風速付近で発生する、渦励振の原因となる空気力は、下層部の空気力が寄与していると考えられる。

4. 7 むすび

正方形断面をもつ 3 次元角柱が風直角方向に振動するときの側面に作用する変動圧力を多点にわたって測定し、その特性を調べた。得られた知見を以下に示す。

- 1) 角柱上層部ではカルマン渦の影響をあまり受けず、角柱下層部では特に前縁側でカルマン渦の影響を強く受ける。
- 2) 共振風速を超えると下層部前縁付近の位相が急激に進み、風圧力が角柱側面に正の仕事をするようになる。これより自励的渦励振の発生となる空気力は、下層部前縁の側面に加わる風圧力の影響を強く受けると考えられる。
- 3) 建築構造物のような 3 次元的な構造物は風直角方向に振動するときに高さ方向に異なる空気力を受けている。上層部ではカルマン渦の影響をあまり受けず、両側面に形成された前縁からの剥離流の中で振動することにより付加的な負減衰力を受けていたが、下層部では共振風速以外の風速では正減衰力を受けていたが、共振風速時に急激に負減衰力を受ける。

参考文献

- 1) Nakamura Y. and T. Mizota: Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, Proc. ASCE, Vol.101, EM6, Dec., 1975, pp.855-871
- 2) 伊藤学・宮田利雄・藤沢伸光: 振動する正方形断面に作用する空気力の特性、土木学会第 30 回年次学術講演会概要集、I-208、1975.10
- 3) Otuki, Y., K.Washizu, H.tomizawa and A.Ohya: Measurements of unsteady aerodynamic lift acting on a sinusoidally oscillating prismatic bar of square section, Proc. the 2nd Sympo. on Wind Effects on Structures in Japan, 1972, pp.175-182
- 4) 谷池義人・西村宏昭: 境界層流中における高層建物の空力不安定振動、京都大学防災研究所年報、第 36 号 B-1、1993、pp. 69-78
- 5) 西村宏昭・谷池義人: 境界層流中における高層建物の空力不安定振動－正方形断面をもつ高層建物の場合－、日本建築学会論文報告集、第 456 号、1994、pp. 31-37
- 6) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassen: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1964, pp. 51-75
- 7) 石崎發雄・谷池義人・近藤宏二: 角柱振動時に側面に加わる動的な風圧力特性について(その 1)、日本建築学会大会学術講演梗概集、1982、pp.1221-1222
- 8) 石崎發雄・谷池義人: 角柱振動時に側面に加わる動的な風圧力特性について(その 2)、日本建築学会大会学術講演梗概集、1983、pp.2405-2406
- 9) 石崎發雄・谷池義人: 角柱側面に加わる非定常な風圧力、第 7 回風工学シンポジウム、1982、pp. 83-90
- 10) 谷池義人・奥田泰雄・岩谷敏弘: 直方体まわりの流れと圧力場について、京都大学防災研究所年報、第 32 号 B-1、pp. 399-413
- 11) 奥田泰雄・谷池義人: 3 次元角柱まわりの渦構造(その 1、2)、第 11 回風工学シンポジウム、1990、pp. 119-130
- 12) 奥田泰雄・谷池義人: 3 次元角柱側面上に形成される逆円錐状渦、第 12 回風工学シンポジウム、1992、pp. 167-172

13) 丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：正方形断面をもつ高層建築物の空力不安定性（その1．建物周りの流れ場の解析とその可視化）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1995．8、pp. 179-180

第5章 接近流および断面形状による非定常風圧力への影響

5.1 はじめに

第4章で正方形断面をもつ3次元角柱の側面に働く非定常空気力を強制振動実験から求めた。この結果から上層部と下層部に働く空気力に違いのあることがわかった。上層部ではカルマン渦の影響をあまり受けず角柱の振動による付加的な空気力により共振風速より低い風速から負減衰力が働くことを示し、下層部ではカルマン渦の発生周波数と角柱の振動数の一致する共振風速付近で急激に空力負減衰力が働くことを示した。

3次元的な正方形断面角柱では、その周辺の流れ場が接近流の流速、乱れなどにより変化し、剥離や再付着の性状が複雑になっていると考えられる。この章では流れの剥離、再付着の影響を明確にするため流れが再付着する風方向に細長い長方形断面角柱（辺長比2）および流れが前縁で完全に剥離する風直角水平方向に細長い長方形断面角柱（辺長比0.5）について前章と同様の強制振動法を用いた風洞実験を行い、それらの角柱側面の各部に作用する非定常空気力を調べる。

第2章、第3章の計算結果から、接近流に乱れがある場合には、前縁からの剥離流の挙動にその影響が出ることがわかっている。第4章の実験結果でも乱れが強い下層部と乱れがほとんどない上層部では、非定常空気力の性状が異なっていることから、接近流の性状は空力不安定振動の要因となる非定常空気力に影響を与えるものと考えられる。この章では角柱断面を変えるだけでなく、角柱が乱流境界層の中に入ってしまうような場合についても風洞実験を行い、より実際の高層建物に近い状態での非定常空気力を調べる。

またこの章では、これらの風洞実験結果から、一様流に近い流れ場と乱流境界層における長方形断面（正方形断面も含む）をもつ高層建物の非定常風圧力に関する基礎的なデータを示している。

5. 2 実験概要

風洞実験は、第4章と同様に日本建築総合試験所の幅1.8m、高さ1.5mの測定断面をもつエッフェル型吹出式境界層風洞を用いて行った。強制振動法²⁾および風圧測定手法は前章と同じものを用いたので、実験の詳細に関しては前章の実験方法を参照されたい。

この章で用いる角柱模型は、図5.1に示すような断面をもつ2種類の3次元角柱である。前縁からの剥離流が角柱側面で再付着するタイプの幅 $B=50\text{mm}$ 、奥行き $D=100\text{mm}$ （辺長比2： $B/D=2$ ）の風向方向に細長いものと、前縁で流れが完全に剥離してしまうタイプの幅 $B=100\text{mm}$ 、奥行き $D=50\text{mm}$ （辺長比0.5： $B/D=0.5$ ）の風直角水平方向に細長いものの2種類の長方形断面角柱を用いた。また角柱の高さは $H=350\text{mm}$ で、アスペクト比（ $=H/\sqrt{BD}$ ）は5である。圧力測定孔は正方形断面角柱の場合と同様の割合で側面に48点設けた。

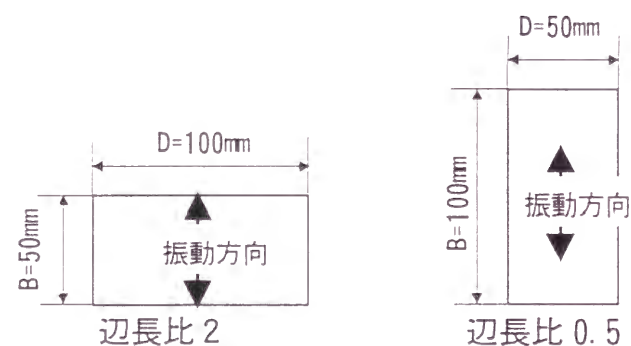


図5.1 角柱模型の断面

風洞実験に用いた気流は図5.2に示すような2種類である。タイプUは前章で用いた接近流と同じで、風洞床面でのみ発達させた、平均風速の鉛直分布のべき指数が $\alpha=0.14$ 、低層部（風洞の床面から2~3cmの範囲）における乱れの強さを10%とした境界層の厚さ15cmの流れである。タイプTはスパイヤーおよびラフネスブロックを用いて発達させた平均風速のべき指数が $\alpha=0.25$ 、角柱頂部付近での乱れの強さが10%の乱流境界層である。

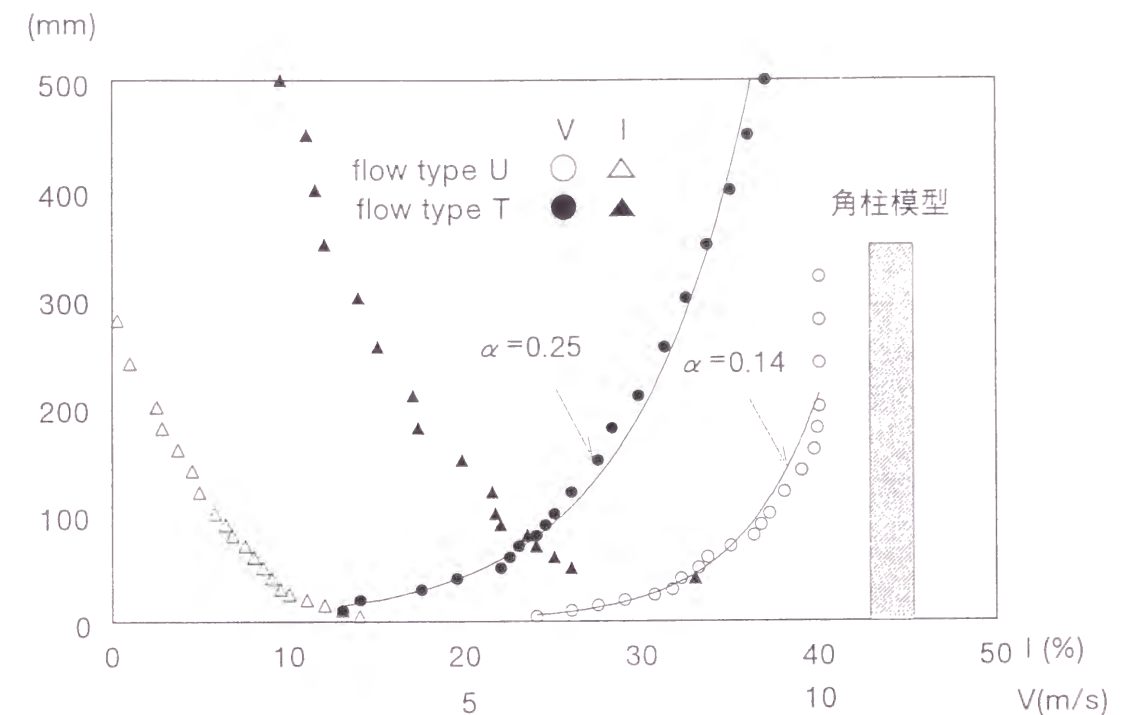


図5.2 接近流の平均風速と乱れの強さ

5. 3 変動風圧のスペクトル解析

角柱側面に働く変動風圧の主成分を調べるため、スペクトル解析を行った。図5.3、図5.4は接近流がタイプUの辺長比2および辺長比0.5の角柱について、代表的な点でのパワースペクトルを静止時と4種類の風速について示している。横軸は周波数(Hz)、縦軸は各周波数のパワーを20Hzまでの全パワーで割ってパーセントで表示したものである。周波数領域での分解能は、サンプリング周波数を100Hz、データ数を1024点としているので、0.0976Hzである。また結果は16回のアンサンブル平均を行っている。図中の f_m 、 f_s とあるのは角柱の振動数 f_m と角柱後方に発生するカルマン渦の発生周波数 f_s を表わす。

まず、辺長比2の角柱について説明する。スペクトル解析の結果、振動振幅による差はほとんど見られなかったため、ここでは $y_r=0.008$ のものと角柱静止時のものについてのみ結果を示す。角柱静止時にはどの点においてもはっきりしたピークが見られない。これは流れの再付着により角柱後方にカルマン渦が明確に形

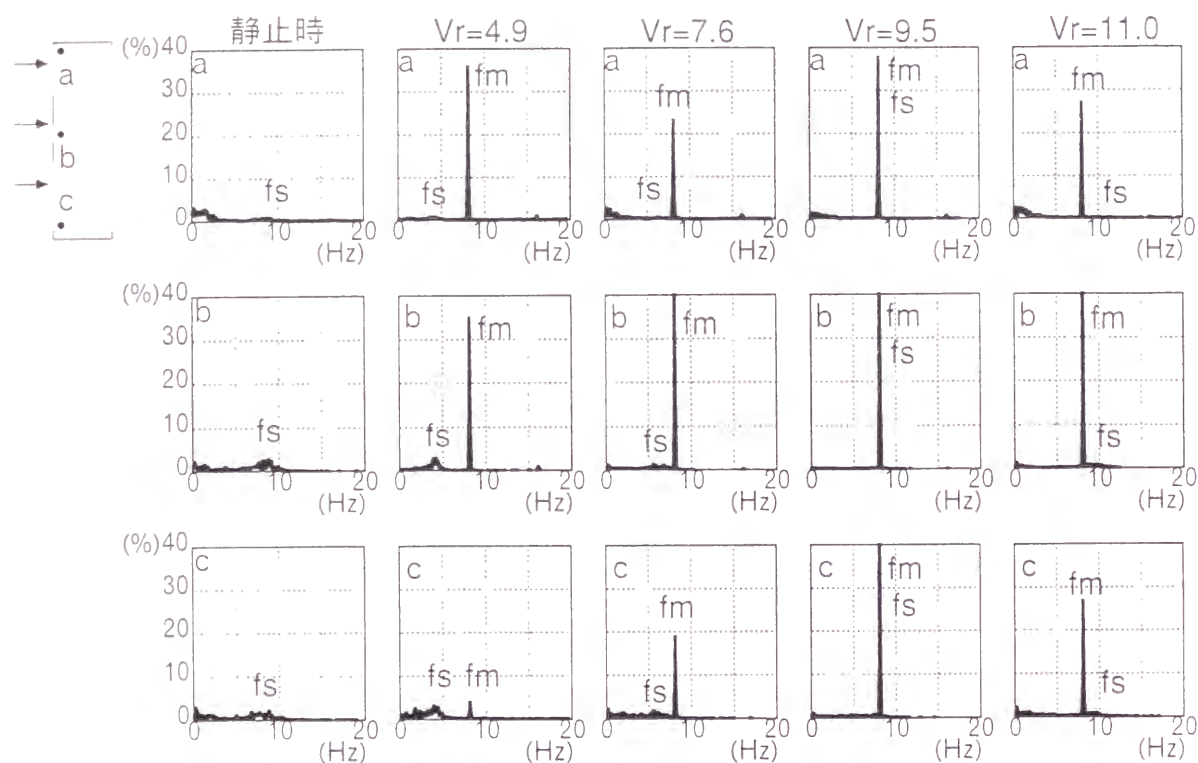


図5. 3 変動風圧のパワースペクトル（辺長比2、 $y_r = 0.008$ ）

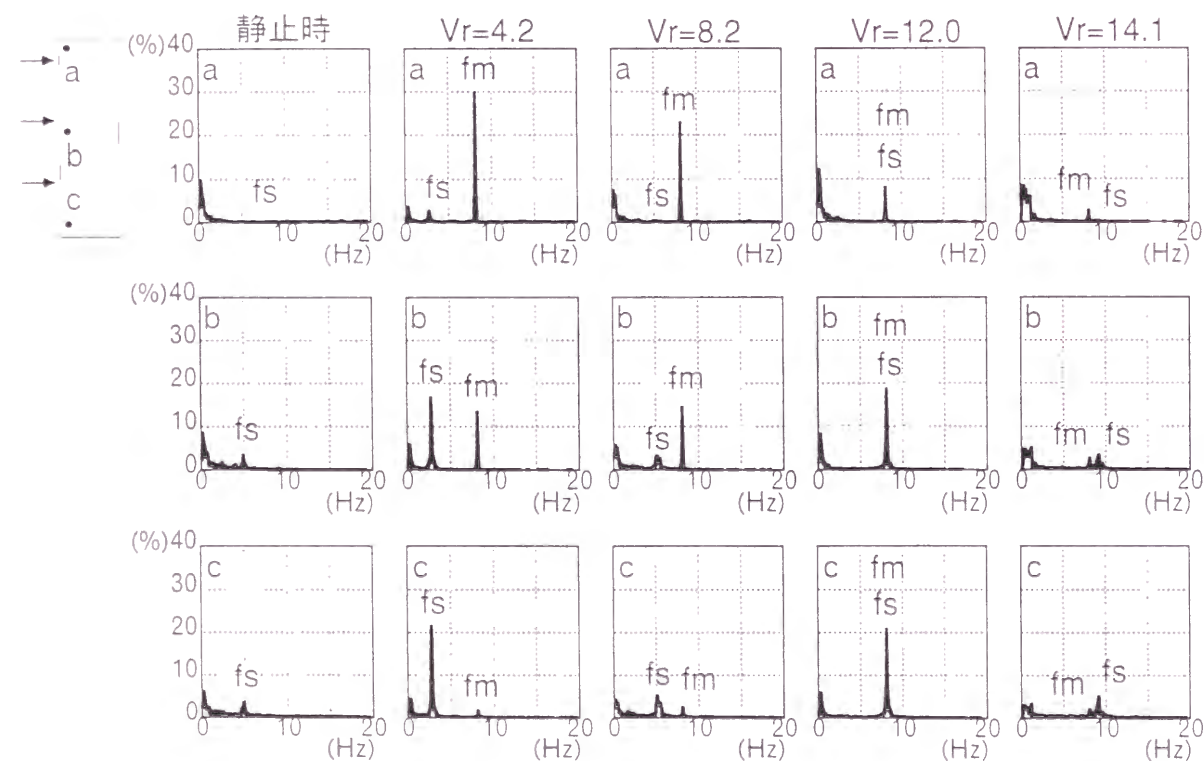


図5. 4 変動風圧のパワースペクトル（辺長比0.5、 $y_r = 0.008$ ）

成されないことによると考えられる。高風速時に得られたスペクトルピークからストローハル数 $S_r (= f_s B / V)$ (f_s はカルマン渦の発生周波数) を計算すると、 $S_r = 0.111$ になった。これより、カルマン渦の発生周波数と角柱の振動数が一致 ($f_s = f_m$) する共振風速は $V_{RES} (= 1/S_r) = 9.0$ となる。

振動時には、角柱側面全面で角柱の振動数成分 (f_m 成分) が卓越し、ストローハル数成分 (f_s 成分) はほとんど見られない。中層部および下層部ではわずかに f_s 成分と思われるものが見られるが、値がばらついていて明確なピークは見られない。 f_s 成分が見られないのは、静止時と同じく流れの再付着により角柱後方にカルマン渦が明確に形成されないことによると考えられる。共振風速付近ではピークを示すパワーはかなり大きくなっているが、これは f_m 成分と f_s 成分の一致する同期現象によるものであり、この現象も下層部のほうがより明確に見られる。共振風速を超えてからしばらく同期現象は見られるが、 $V_r = 11.0$ 付近から f_m 成分のピークが弱まって、共振風速以下のときと同じく f_m 成分だけが見られ、 f_s 成分が見られなくなる。

辺長比 0.5 の角柱についても、振動振幅による差はほとんど見られなかったもので、ここでは $y_r = 0.008$ のものと角柱静止時のものについてのみ結果を示す。角柱静止時には、上層部でははっきりしたピークが見られず、中層部および下層部では明瞭なスペクトルピークが見られる。これは上層部に行くほど渦の影響が拡散しているためと考えられる。スペクトルピークを示す周波数は、中層部、下層部とも同じであり、これからストローハル数 S_r を計算すると、 $S_r = 0.083$ になった。これより、カルマン渦の発生周波数と角柱の振動数が一致 ($f_s = f_m$) する共振風速は $V_{RES} (= 1/S_r) = 12.0$ となる。

振動時には、上層部では常に f_m 成分が卓越し、 f_s 成分はほとんど見られない。また、風速の増加とともに f_m 成分も弱まっている。中層部では f_m 成分、 f_s 成分の両方のピークが見られるが、低風速時には f_m 成分のほうが卓越している。共振風速付近では f_m 成分と f_s 成分の一致によりピークを示すパワーは大きくなる。共振風速を超えてもしばらくは f_s 成分が明確に見られないが、これは同期現象が続いていると考えられ、共振風速を超えてからは f_s 成分が卓越し f_m 成分は小さくなる。下層部では中層部同様に両方のピークが見られるが、低風速では f_s 成分が卓越している。風速の増加とともに f_m 成分のピークが大きくなり、共振風速

付近ではピークを示すパワーはかなり大きくなる。共振風速を超えても中層部同様にしばらく同期現象が続く。共振風速を超えてからは f_m 成分は小さくなる。

すべての角柱において、接近流タイプTの結果は、乱れの影響で f_s 成分が小さくなっているのが見られたが、タイプUの場合とほぼ同じ結果となった。

5. 4 変動風圧のなす仕事量

5. 4. 1 仕事量の定義

前章と同様の手法により角柱側面の各測定点で得られた変動風圧より振動に寄与する空気力(非定常空気力)を取り出す。角柱側面のある点(k 点)での1サイクル($1/f_m$)ごとに変動風圧が角柱になす仕事量 W_k は、次式で表わされる。

$$W_k = \int_0^{1/f_m} P_k(t) \frac{dy_k(t)}{dt} dt = \pi y_{0k} P'_{0k} \sin \beta_k \quad (5. 1)$$

ここで、 $P_k(t)$ 、 $y_k(t)$ は k 点における変動風圧および水平変位、 P'_{0k} は変動風圧の f_m 周期成分の振幅、 y_{0k} は k 点での振動振幅を表す。 β_k は変動圧と変位との位相差を示し、 $\beta_k > 0$ のとき、変動圧は変位に対して位相の進みをもつ。 β_k は変動圧と変位との位相差を示し、 $\beta_k < 0$ のとき、変動圧は変位に対して位相の遅れをもつ。 $\sin \beta_k > 0$ のとき、 $W_k > 0$ となり角柱に働く空気力は不減衰力として働く。

1 サイクルあたりに角柱に対してなす仕事量の総和 W_T は角柱側面の面積分で求められ、次式のように表される。

$$W_T = \int W dS = \sum_{k=1}^n a_k W_k \quad (5. 2)$$

ここで a_k は、 k 点の空気力が分担する面積を示す。 W_T が正になるとき、角柱側面は空気からエネルギーを与えられることになり、振動を促進する力、つまり負減衰力を受ける。

5. 4. 2 風方向に細長い角柱(辺長比2)

ここでは接近流がタイプUの結果について説明する。接近流がタイプTの結果についてはこの章の5. 5節に示す。

図5. 5は辺長比2の角柱側面に働く変動風圧と振動変位の位相差の風速による変化を代表的な点において表わしたものである。ここで位相差 β_k は変位の周期を基準に $-180^\circ < \beta_k < 180^\circ$ の範囲で表わしている。横軸は無次元風速 V_r で表わし、図中の矢印(↓)は共振風速を示す。また位相差 β_k は振動変位 $y_k(t)$ と変動風圧 $P_k(t)$ の相互相関係数が最大となるずらし時間 τ から求めたものである。

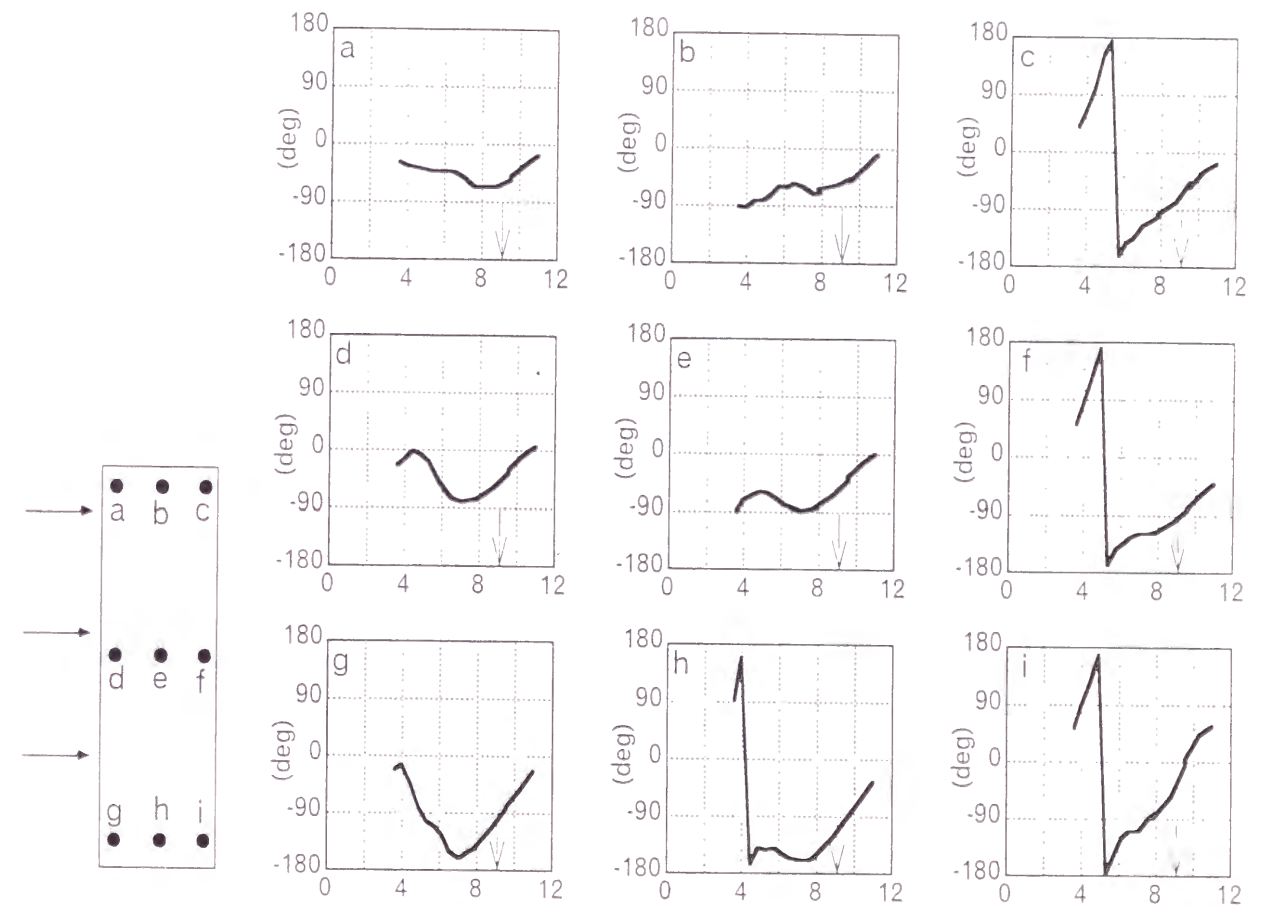


図5. 5 各点での位相差 β の風速による変化(辺長比2、 $y_r = 0.008$)

振動振幅の違いによる位相差 β_k の変化はあまり見られなかったが、角柱側面の測定場所によって異なった傾向が見られた。上層部から下層部風上にかけて点(図中の点 a, b, d, e, g)では同じような傾向が見られる。共振風速 $V_{RES} = 9.0$ の約

半分の無次元風速 $V_r = 4 \sim 5$ 付近で極大値をもち、風速の増加とともに位相差 β_k が小さくなり $V_r = 7 \sim 8$ 付近で負の値のピークとなっている。それ以上の風速になると風速の増加とともに位相差 β_k の値も大きくなるが $\beta_k > 0$ となる部分はほとんど見られない。また共振風速付近では明確な変化は見られなかった。上層部風下側から下層部にかけての点では（図中の点 c, f, h, i）では風速の増加とともに位相差 β_k も単調に増加している。 $V_r = 7 \sim 8$ 付近でやや傾きが緩くなる部分も見られるが、ほぼ直線的に変化している。位相差 β_k の値は増加しているが i 点以外では $\beta_k > 0$ となる部分は見られなかった。

位相差 β_k の風速による変化は、上層部風下から下層部風上に向かって引ける対角線を境に異なった傾向が見られた。これは上層部と下層部で流れの速度が異なるために起こると思われる。流れの速い上層部ほど再付着点が風下側に寄っているためだと考えられる。

図 5. 6 は辺長比 2 の角柱側面に働く変動風圧と振動変位の位相差 β_k の分布を代表的な風速において表わしたものである。振動振幅による差はあまりなかったので図は $y_r = 0.008$ の結果についてのみ示す。振幅による違いは、振幅の小さなもののほど高風速域において位相差 $\beta_k > 0$ となる領域が広がっていた。

風速の低いときは、流れが伝わるのに時間がかかるため風上と風下で位相に大きな差ができた。風速の増加とともに上層部の風上側から位相差 β_k が大きくなり、上層部の風上側を中心に放射状に変化する分布となった。共振風速を超えるあたりから上層部と下層部の差はほとんどなくなり風上から風下にかけて位相差 β_k が小さくなっている。これは側面全面で再付着が起こらなくなったからと思われる。このとき下層部の風下側で極端に β_k が小さくなっているがこの部分だけ再付着が起こっているものと考えられる。

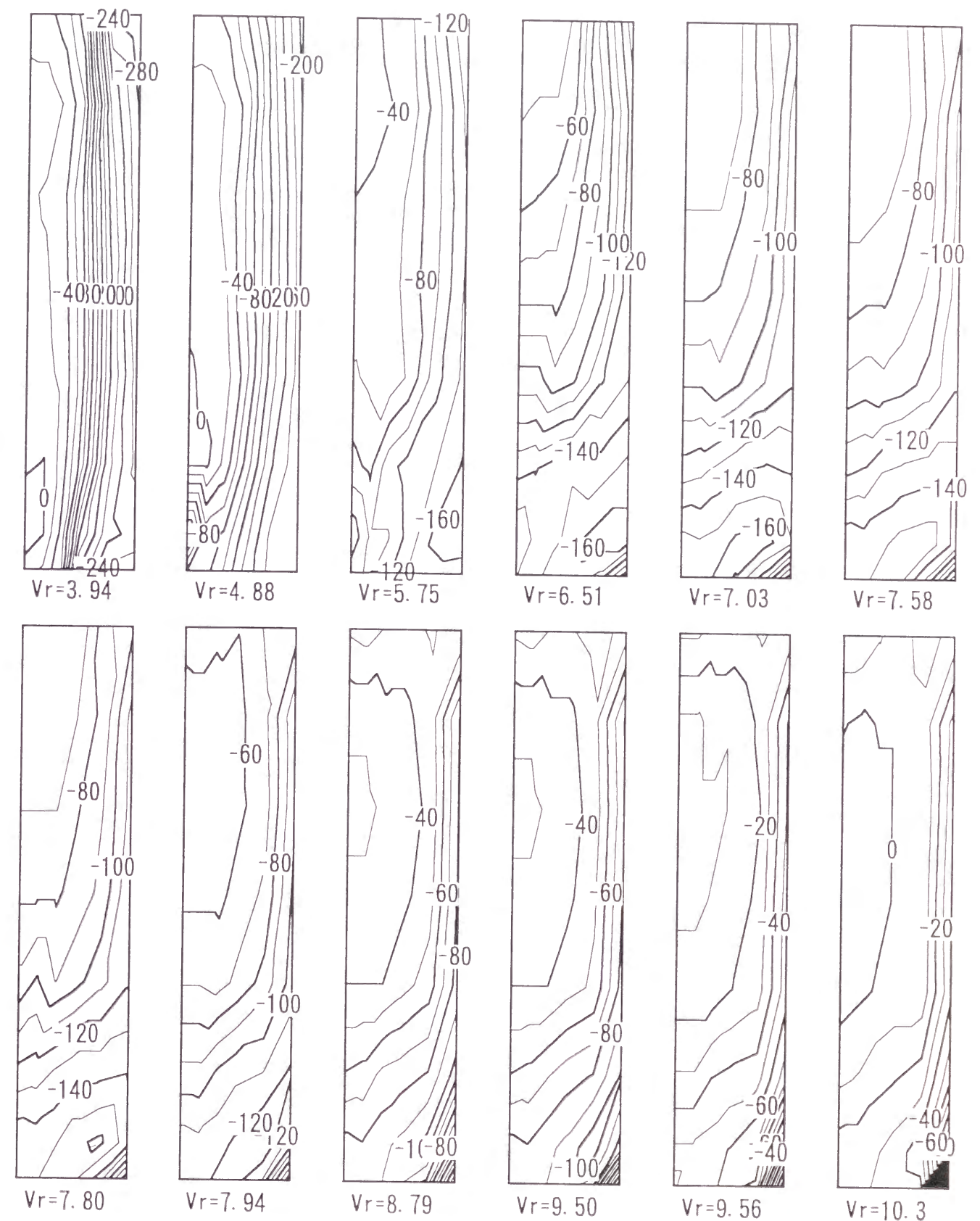


図 5. 6 振動変位と変動風圧の位相差 β の分布（辺長比 2、 $y_r = 0.008$ ）

5. 4. 3 風直角方向に細長い角柱（辺長比 0.5）

図 5. 7 は辺長比 0.5 の角柱側面に働く変動風圧と振動変位の位相差 β_k の風速による変化を代表的な点において表わしたものである。ここでもタイプ U の結果についてのみ示す。ただし $y_r = 0.016$ の場合のみ共振風速まで測定しているが、 $y_r = 0.004, 0.008$ の振幅に関しては無次元風速 $V_r = 12$ 付近までしか測定していない。振動振幅の違いによる位相差 β_k の変化は、共振風速以下ではあまり見られなかったもので $y_r = 0.016$ の結果を図 5. 7 に示している。

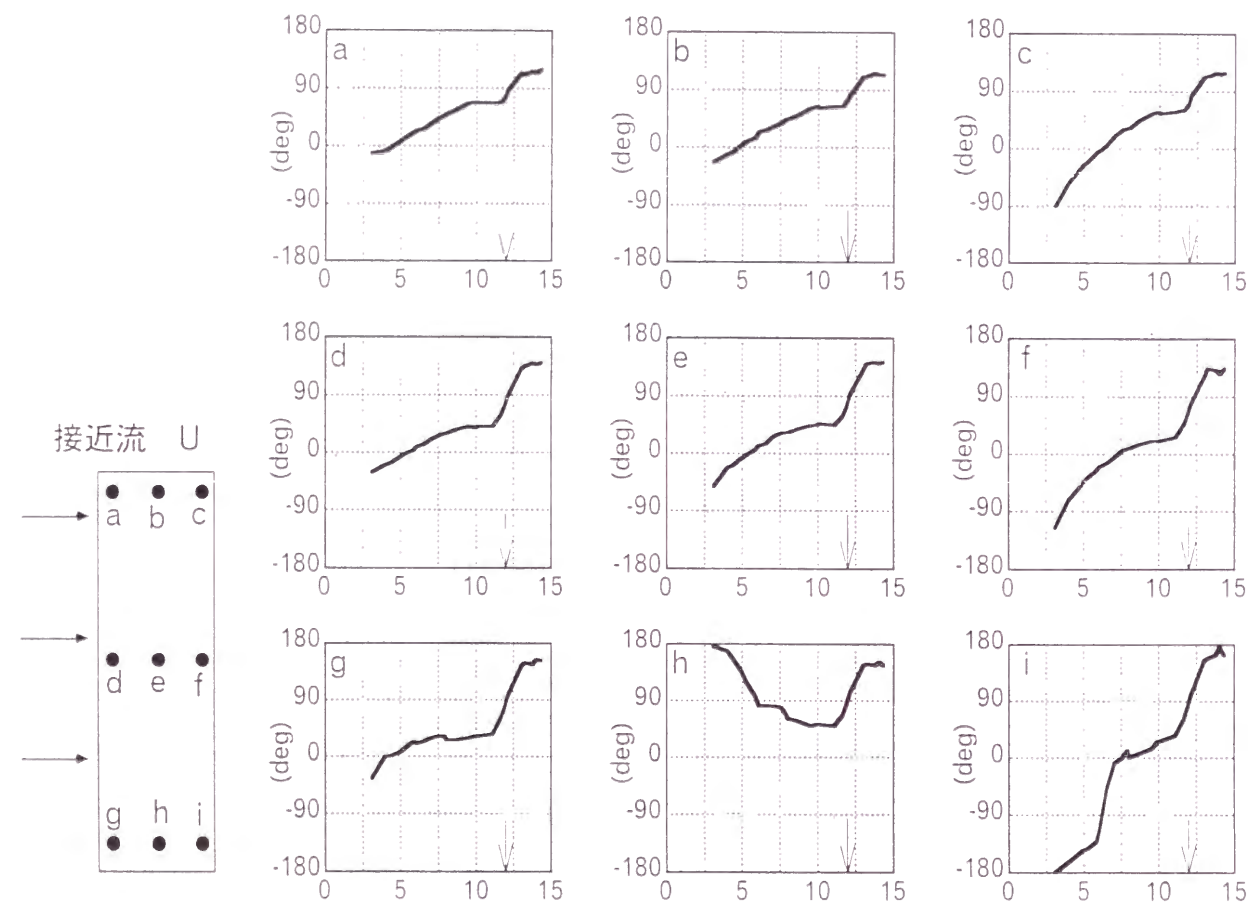


図 5. 7 各点での位相差 β の風速による変化（辺長比 0.5、 $y_r = 0.016$ ）

下層部の風下側（図中の点 h, i）を除いて角柱全面ではほぼ同じような傾向が見られる。共振風速以下では、風速の増加とともに位相差 β_k も直線的に増加している。また位相差 β_k の値は $V_r = 4 \sim 5$ 付近で正となっている。 $V_r = 10$ 付近から β_k

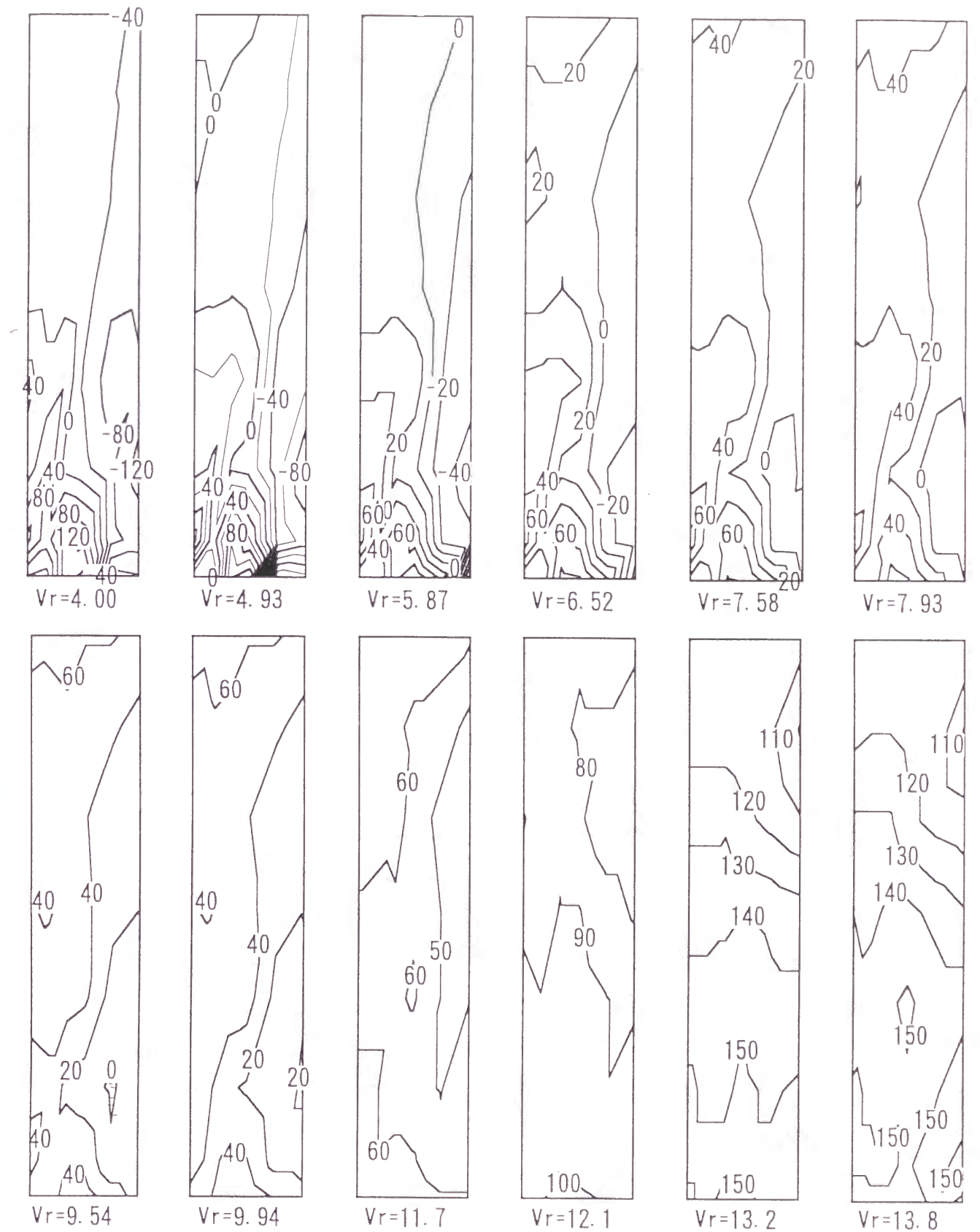


図 5. 8 振動変位と変動風圧の位相差 β の分布（辺長比 0.5、 $y_r = 0.016$ ）

の増加は緩やかになるが、共振風速付近で急激に大きくなり $\beta_k = 90^\circ$ ぐらいになる。共振風速を越えるような風速での現象は下層部の風下側にも見られる。

図 5. 8 は辺長比 0.5 の角柱側面に働く変動風圧と振動変位の位相差 β_k の分布を代表的な風速において表わしたものである。振動振幅による差はあまりなかったので $y_r = 0.016$ の結果について説明する。

風速の低いときは、風上側で $\beta_k > 0$ となり風下側で $\beta_k < 0$ となっている。風速の増加とともに $\beta_k > 0$ の領域が風下側に広がっていき、 $V_r = 7$ 付近で側面全体が $\beta_k > 0$ となっている。風上側のほうが位相差 β_k の値は大きくなっていて、上層部と下層部では大きな違いは見られない。共振風速付近では $\beta_k = 90^\circ$ の領域が側面全体に広がっている。共振風速を超えてからは下層部の β_k が大きくなり、上層にいくほど小さくなっている。

5. 4. 4 変動風圧のなす仕事量の総和

図 5. 9 および図 5. 10 は各点の仕事量の総和 W_T を式 (5. 2) より求めた結果を示している。図 5. 9 は風方向に細長い長方形断面角柱 (辺長比 2)、図 5. 10 は風直角方向に細長い長方形断面角柱 (辺長比 0.5) の結果である。横軸は無次元風速を表わし、矢印は共振風速を表わしている。縦軸は仕事量 W_T を角柱頂部の振動振幅 y_{0H} ($= y_r H$)、角柱側面積 BH 、速度圧 q_0 で無次元化した量である。この結果は、谷池・西村²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾が強制振動実験の角柱の振動軸に働くモーメント量から求めた非定常空気力と比較して、よく一致している。

まず、前章で述べた正方形断面角柱の結果について簡単にまとめておく。共振風速よりも低い風速では変動風圧のなす仕事の総和は負であり、共振風速付近で急激に仕事量は正になっていた。角柱の上層部では風速とともに変動風圧と振動変位の位相差 β_k は直線的に増加し、共振風速よりも低い風速で正となっていた。下層部では、位相差 β_k は風速とともに増加したが、共振風速付近で急激に負から正へと変化した。このことから共振風速付近では、上層部と下層部で異なる仕事を受けていることがわかった。

風方向に細長い長方形断面角柱 (辺長比 2) では、すべての風速の時に仕事量 $W_T < 0$ となっていた。無次元風速 7~8 付近で負のピークとなっていて、共振風速付近から増加し始めるが $W_T > 0$ となる領域は見られなかった。これは流れが再

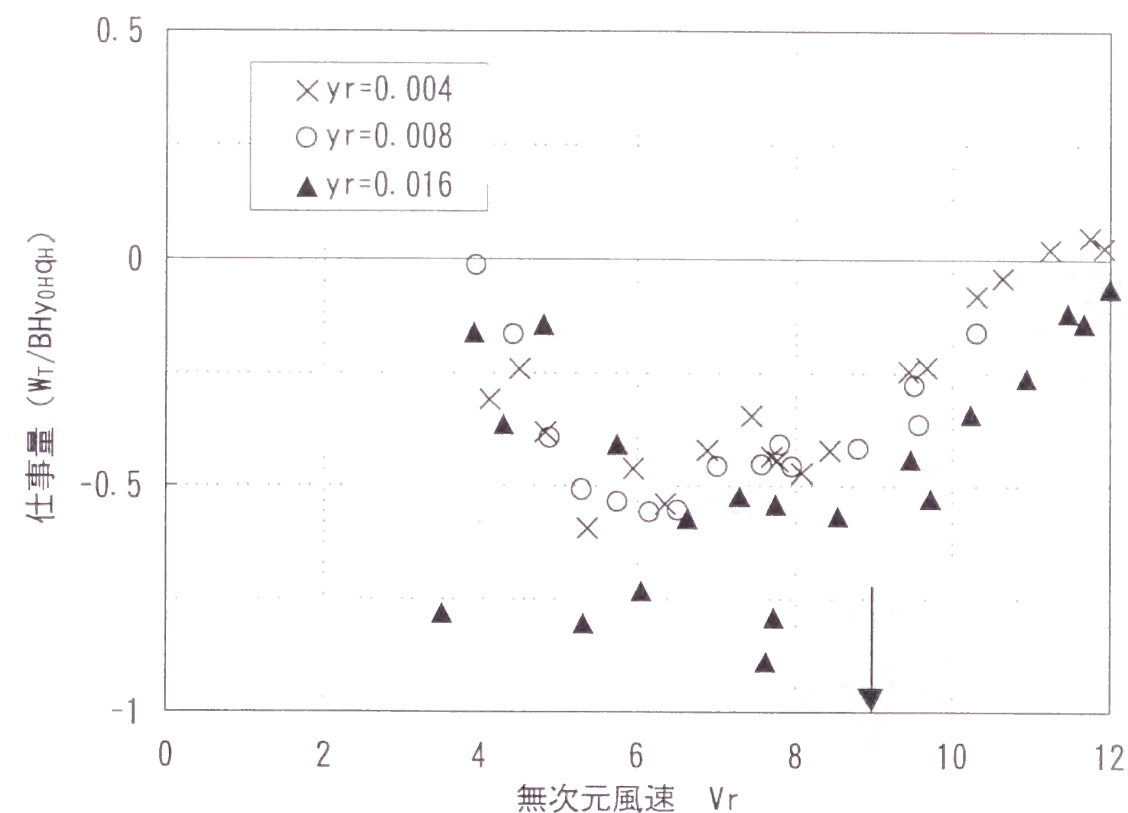


図 5. 9 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和 (辺長比 2)

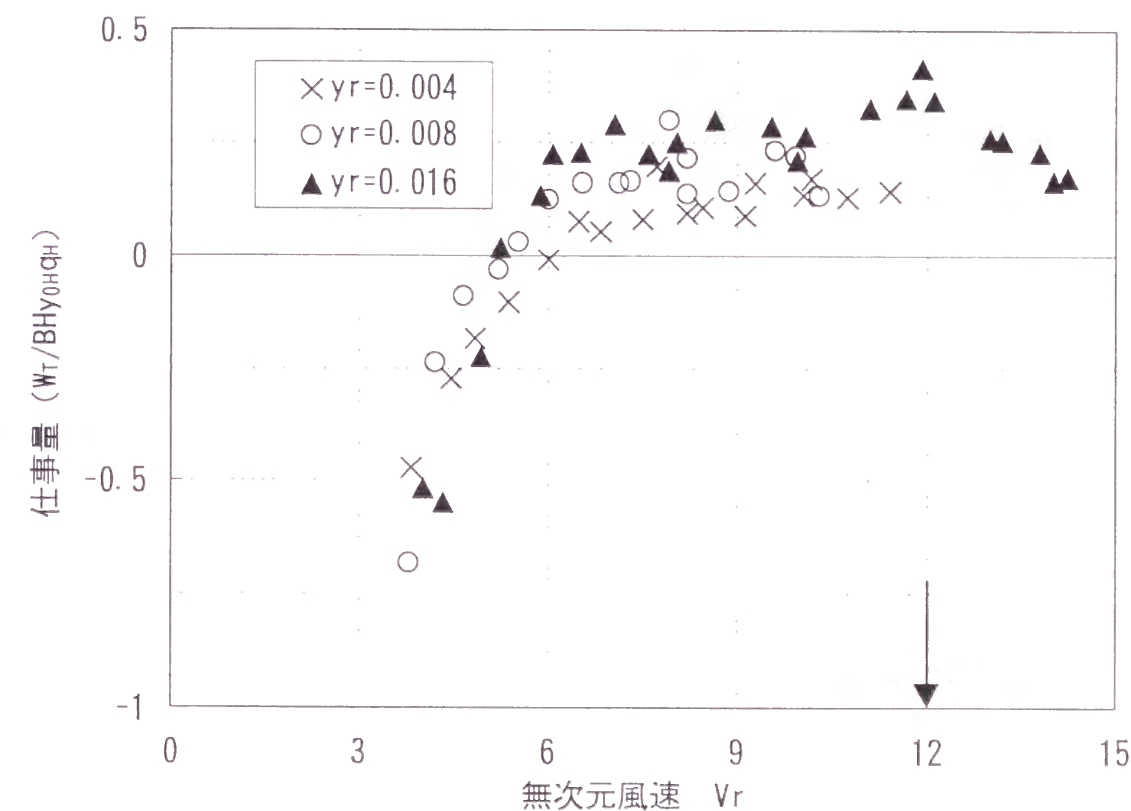


図 5. 10 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和 (辺長比 0.5)

付着するため角柱側面に負圧があまり働かないため、空気力は振動を抑える方向に働いていると考えられる。

風直角方向に細長い長方形断面角柱（辺長比 0.5）では、無次元風速 $V_r = 5$ 付近で仕事量 $W_r > 0$ となり増大していく。共振風速付近でやや仕事量が大きくなるが、共振風速を超えると減少し始める。辺長比 0.5 の場合は流れが角柱前縁で完全に剥離しているため、カルマン渦の影響をあまり受けず、両側に形成された剥離流の中で角柱が振動することによって発生する付加的な空気力が負減衰に働いていると考えられる。この負減衰の空気力の発生機構については 7 章で詳しく説明する。また共振風速付近では仕事量が大きくなるが、これは渦励振が起こるためである。

正方形断面角柱と長方形断面角柱の結果を比較して見ると、正方形断面角柱の上層部で見られた現象は、辺長比 0.5 の場合とよく似ている。これは正方形断面角柱でも上層部では流速が速く、乱れが少ないため流れが完全に剥離していると考えられる。また共振風速より低い風速での傾向は、辺長比 2 の場合と似ている。これは下層部では風速が低く、カルマン渦の周期と異なる周期で角柱を振動させるために、流れの再付着が起こるためではないかと考えられる。共振風速と同時に急激に仕事量が正に変わるのは、角柱の振動とカルマン渦の発生が同期するため、角柱の振動による周期的な再付着がなくなったからだと考えられる。同期現象が起こると角柱の振動に合わせてカルマン渦が発生するので流れが完全に剥離するようになると考えられる。渦励振時の流れ場についても 7 章で説明する。

5. 5 接近流の影響について

接近流の乱れが強くなった場合（タイプ T）の結果について、空気力が角柱に対して行った仕事量を前節と同様に求めた。以下にその結果を示す。

図 5. 1 1 ～ 図 5. 1 3 は接近流がタイプ T の場合の位相差 β_k の風速による変化を代表点について表したものである。また図 5. 1 4 ～ 図 5. 1 6 は位相差 β_k の分布をタイプ T の場合について表したものである。図 5. 1 4 ～ 図 5. 1 6 は角柱側面の図になっているが、簡略化のため、高さ方向と奥行きの比は図上

ではすべて辺長比 1 の大きさを表している。

図 5. 1 1 および図 5. 1 4 は辺長比 1（正方形断面）の角柱についての結果である。位相差 β_k の変化は風速とともにほぼ右上がりの直線になっているが、 $\beta_k > 0$ となるのは共振風速よりもかなり高い風速で上層部（a～c 点）と風上側の点に限られている。タイプ U の結果で見られた、共振風速付近での急激な変化や、中下層で見られた共振風速の約 1/2 付近で見られた極大値等は、タイプ T の結果には表れなかった。位相差 β_k の分布は常に風上側上層部の点で位相が進み、そこから放射状に位相が遅れているという分布になっており、共振風速の 1.5 倍以上の風速から上層部風上側に $\beta_k > 0$ となる領域が見られるようになるが、タイプ U の場合のように側面全体が $\beta_k > 0$ とはならなかった。

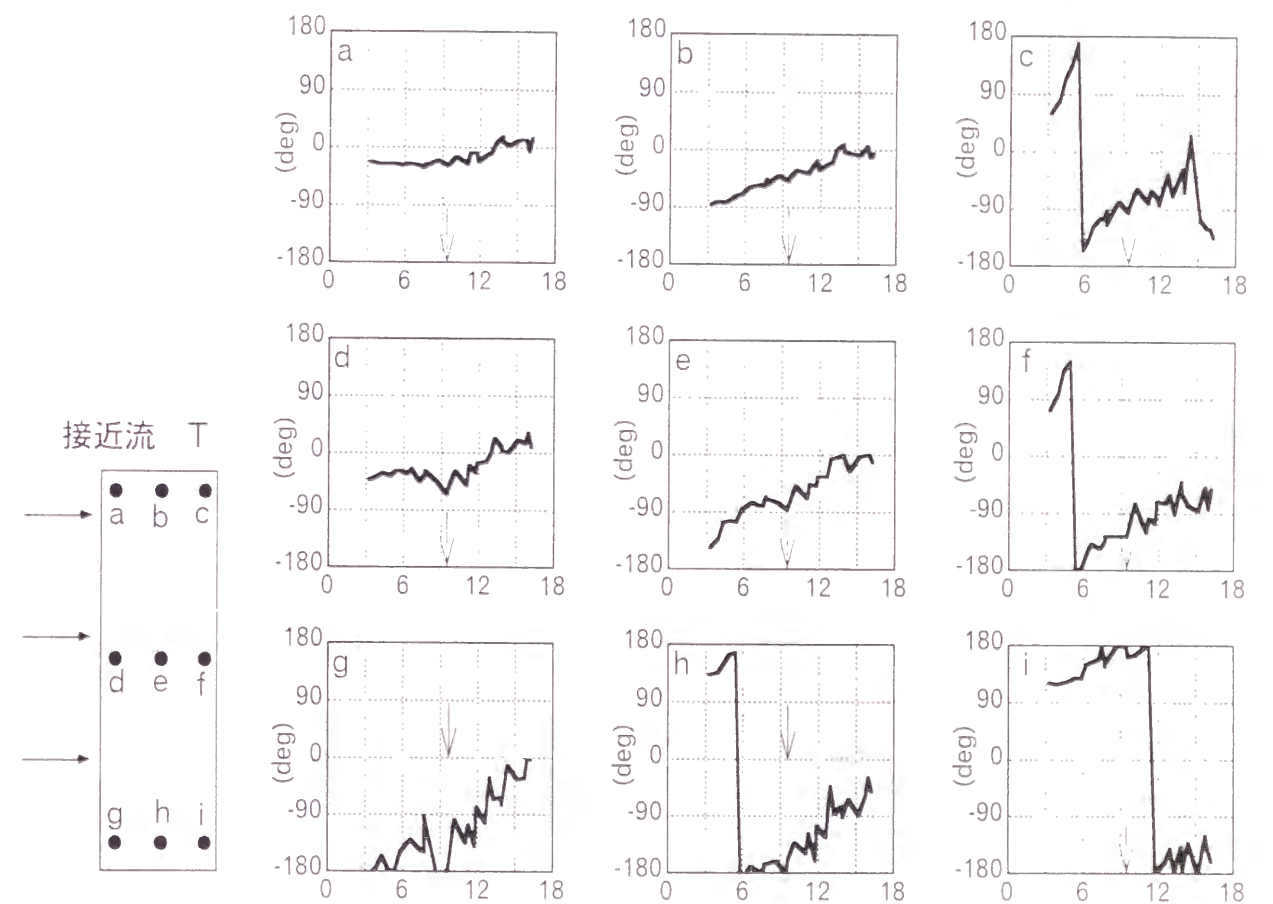


図 5. 1 1 位相差 β の風速による変化（辺長比 1、 $y_r = 0.008$ 、接近流 T）

図5. 1 2および図5. 1 5は辺長比2（風方向に細長い長方形断面）の角柱についての結果である。中上層風上側の点（図5. 1 2のa, d）では風速にかかわらず β_k の値はほぼ一定で、-50度付近の値となっている。他の点では低風速時に β_k の値が大きく、中間地点から風下側では $\beta_k > 0$ となっているが、風速が上がると急激に位相差が変化しそれより高い風速では-90度近辺の値となる。この変化の起こる風速は、角柱の風上側上部（点a, d）から遠ざかるにつれ高くなっており、下層部風下側の点では共振風速付近でこの現象が起こっている。 β_k が負の値になってからは共振風速や風速の増加にかかわらず、 $\beta_k > 0$ となる部分は見られず、空力不安定振動はほとんどおこらないと考えられる。図5. 1 5の β_k の分布では、無次元風速が4~7の範囲では角柱側面のほぼ中央付近で β_k が大きく

変化する部分が見られるが、これが β_k の負から正に変わる部分を表している。風速の増加とともにこの領域が風下下層側に移っていくのがわかる。 β_k の分布は常に風上側中上層部で位相が早く、そこから遠ざかるにつれ遅れていくといった分布となっている。

図5. 1 3および図5. 1 6は辺長比0.5（風直角方向に細長い長方形断面）の角柱についての結果である。タイプUの結果の場合と同様に風速とともに位相差 β_k がほぼ直線的に大きくなっている。 $\beta_k > 0$ となる風速がタイプUと比較して少し高くなっている。また、共振風速付近で β_k が大きく変化する現象はタイプUのときほど明確には見られない。位相差 β_k はタイプUと同様に上層風上側を中心に放射状に遅れる分布をしている。共振風速付近では下層風上側の位相が進

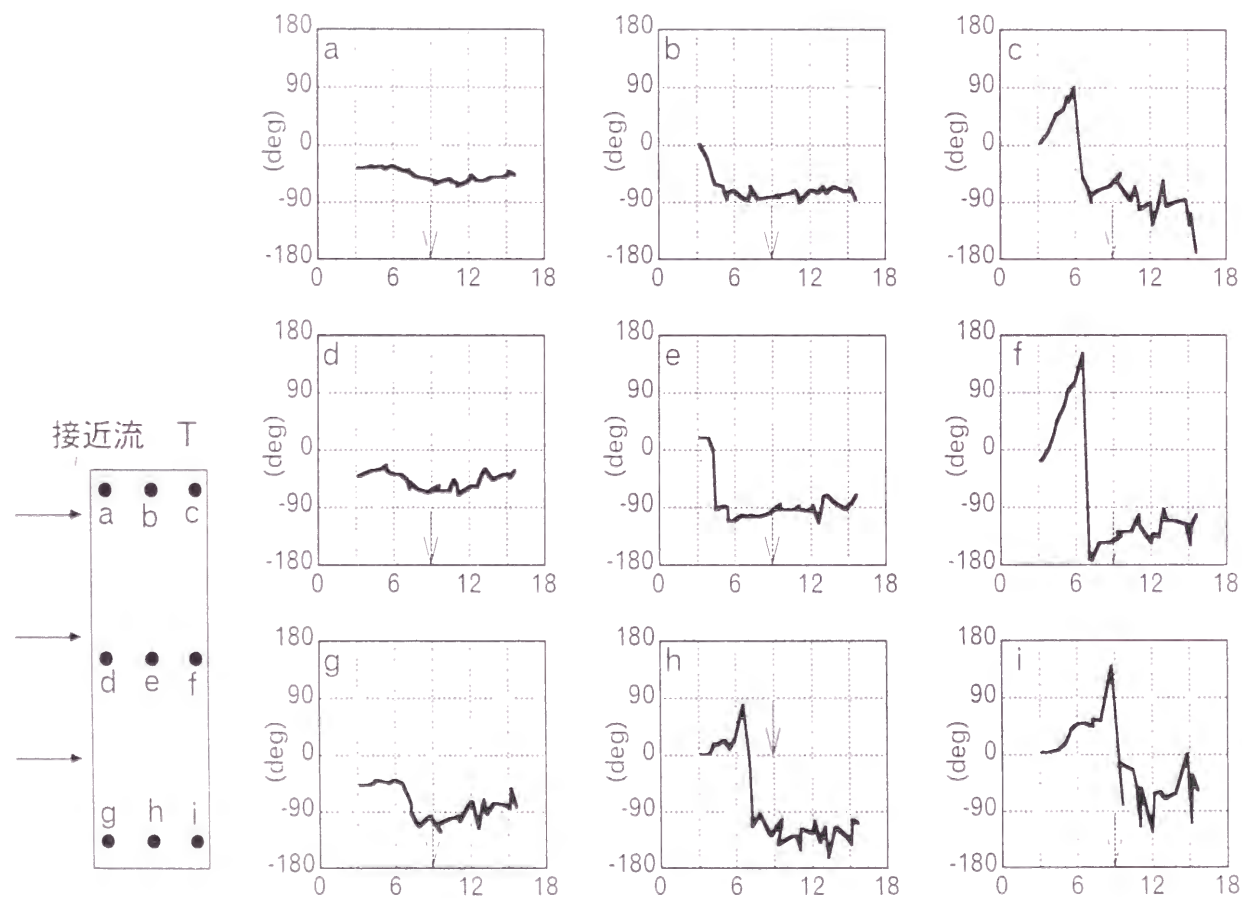


図5. 1 2 位相差 β の風速による変化（辺長比2、 $y_r = 0.008$ 、接近流T）

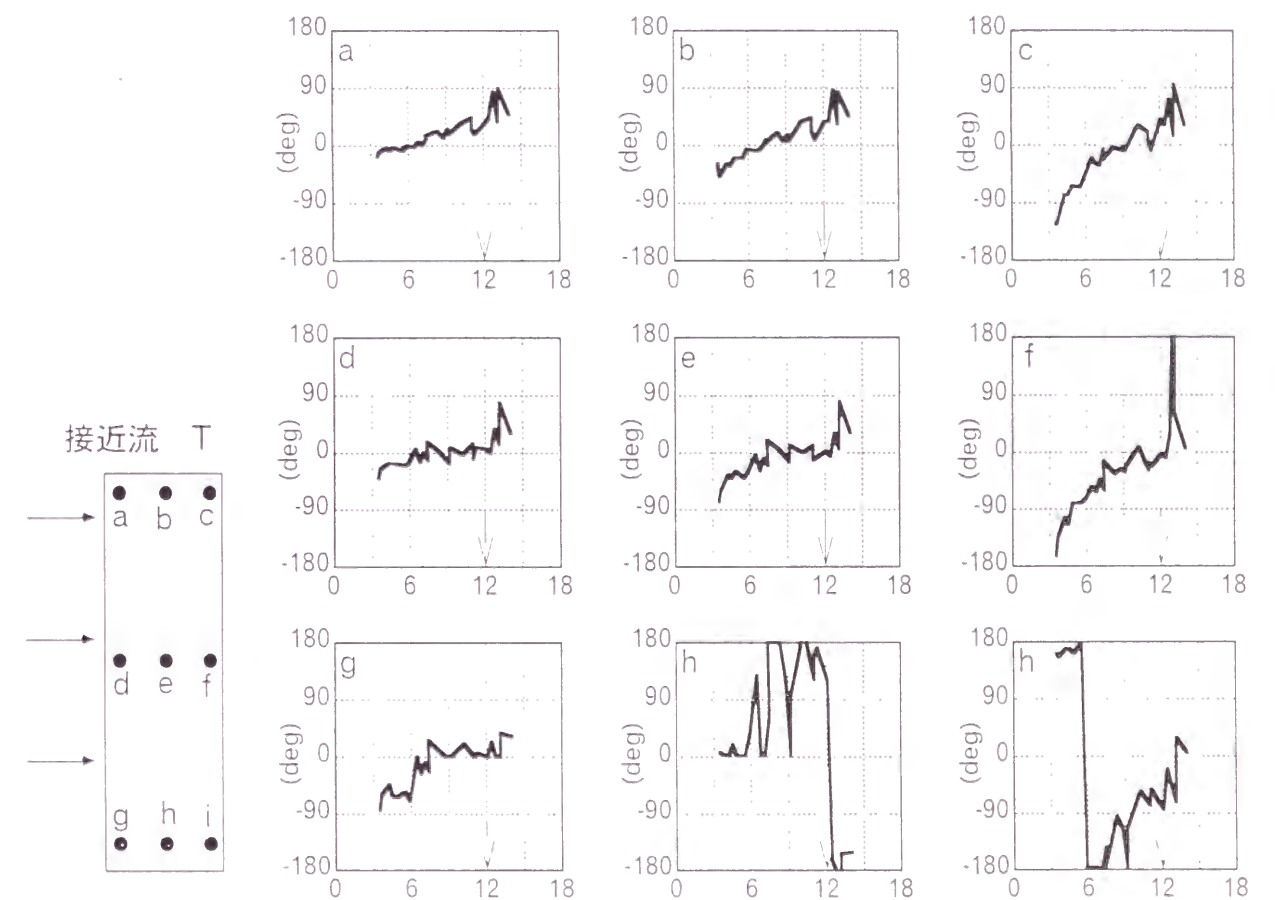


図5. 1 3 位相差 β の風速による変化（辺長比0.5、 $y_r = 0.008$ 、接近流T）

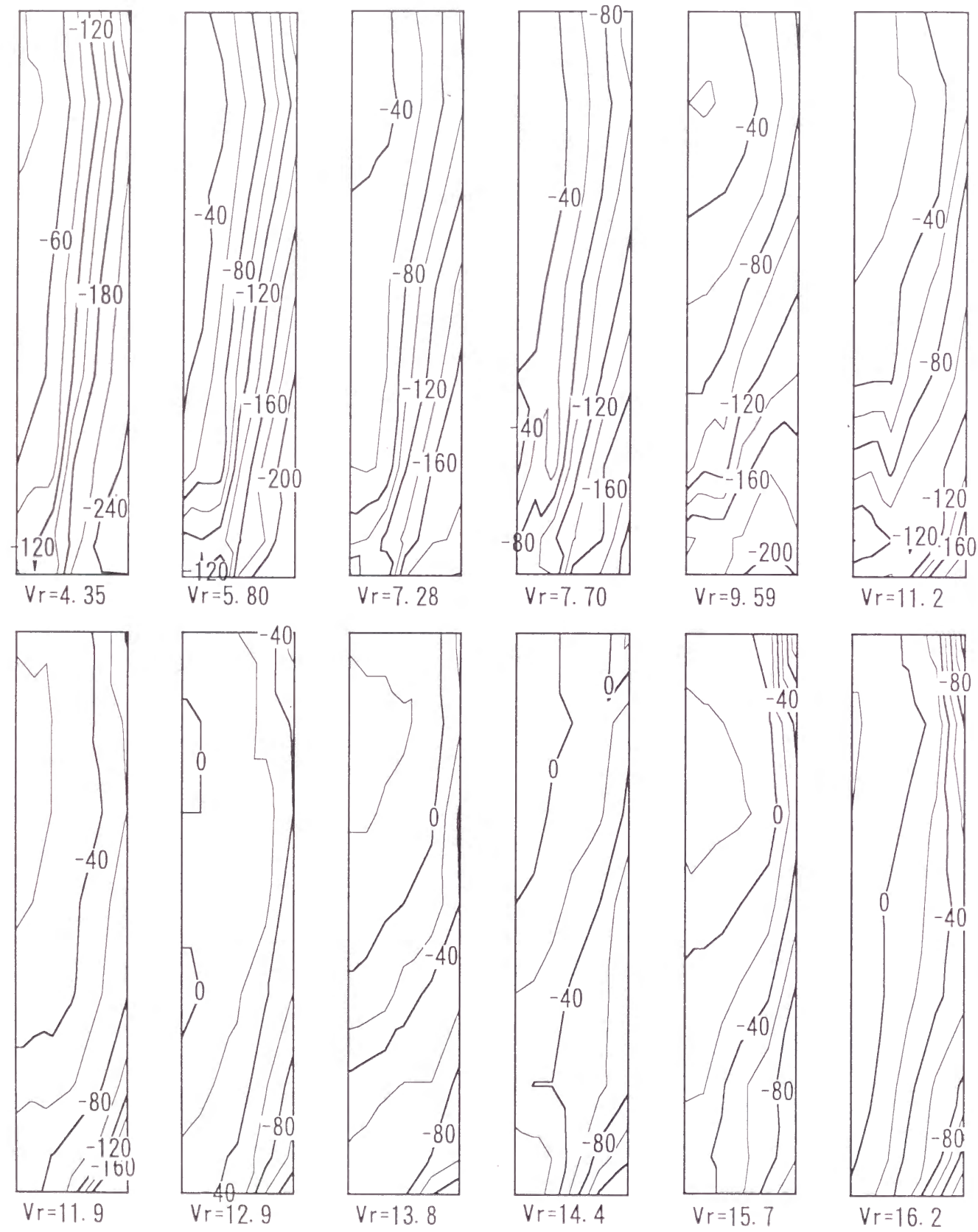


図5. 14 位相差 β の分布 (辺長比 1、 $y_r = 0.008$ 、接近流 T)



図5. 15 位相差 β の分布 (辺長比 2、 $y_r = 0.008$ 、接近流 T)

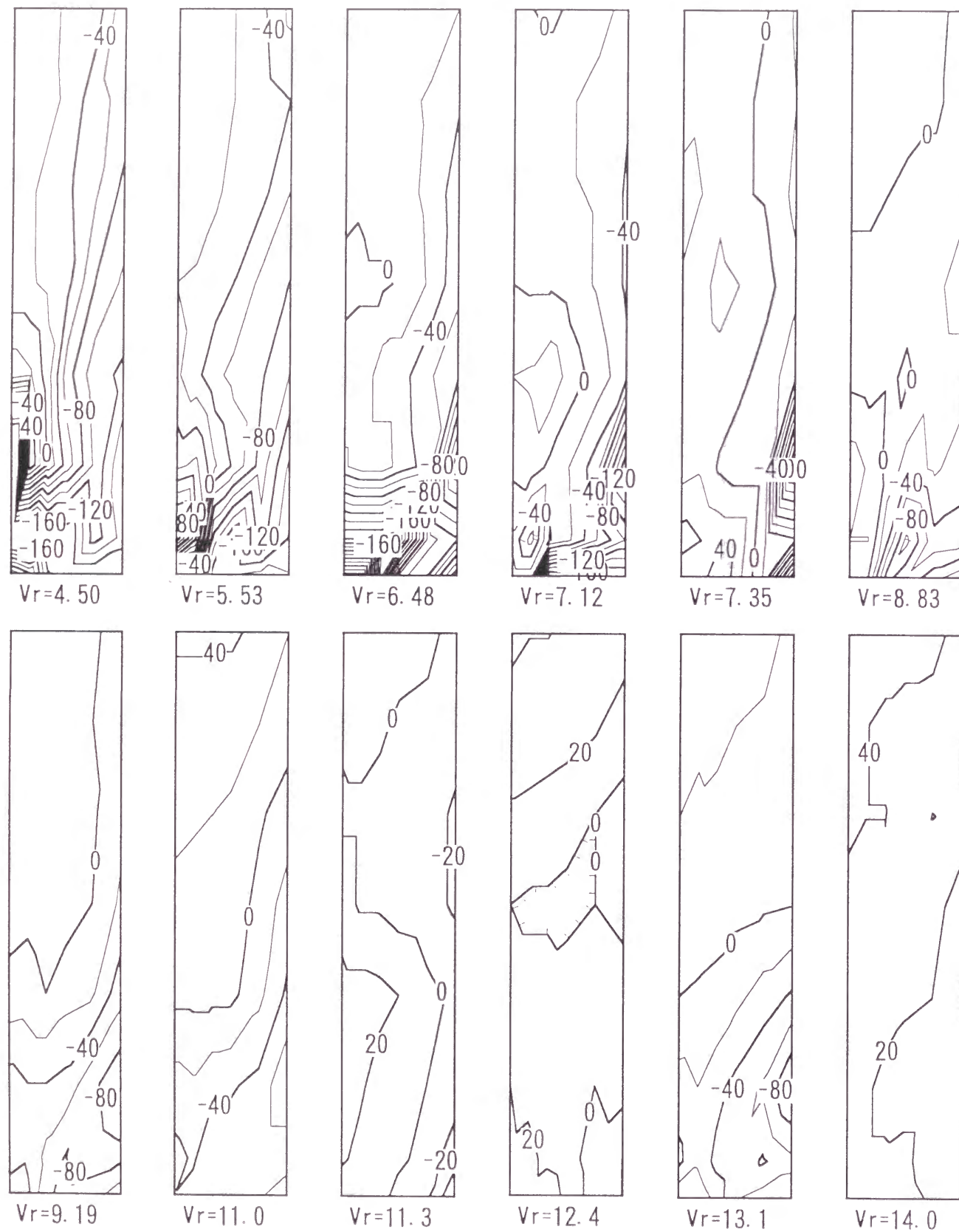


図 5. 16 位相差 β の分布 (辺長比 0.5、 $y_r = 0.008$ 、接近流 T)

み、上層と下層の2カ所で位相が進む分布となっている。

図 5. 17～図 5. 19 は接近流がタイプ T の場合について、角柱側面全体に働く非定常空気力による仕事量 W_T を求めた結果である。辺長比 0.5 の角柱については、 $y_r = 0.008$ の結果についてのみ示している。

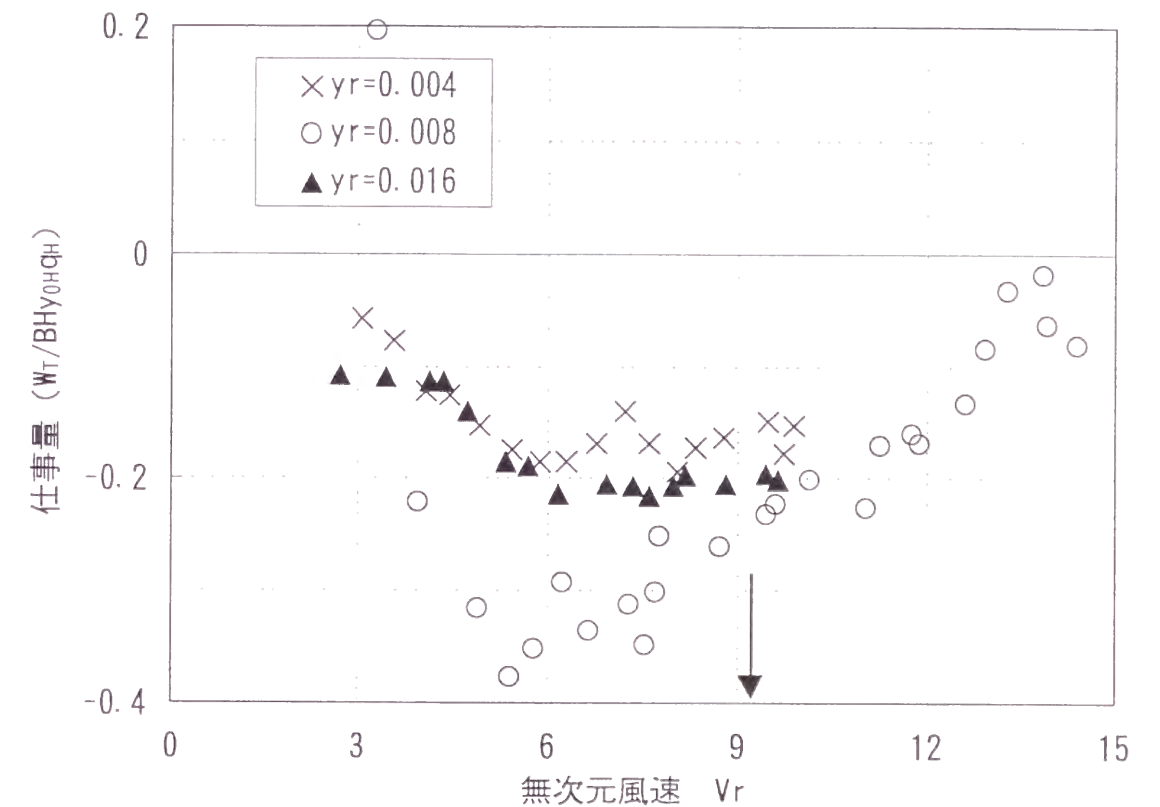


図 5. 17 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和 (辺長比 1、接近流 T)

辺長比 1 の角柱ではどの風速においても、 $W_T < 0$ となっており、共振風速付近においても大きな変化はない。風速が高くなると W_T が徐々に大きくなっていたが、 $W_T > 0$ とはならなかった。辺長比 2 の角柱もどの風速においても $W_T < 0$ となっていた。共振風速の約 1/2 の風速で極大値をもっているが、これは風下の点において $\beta_k > 0$ (あるいは $\beta_k < -180$) となっていた影響と考えられる。辺長比 0.5 の角柱では、タイプ U の結果と同様に共振風速より低い風速で $W_T > 0$ となっており、負減衰力を受けていることがわかった。タイプ U と比較して $W_T > 0$ となる風速は高くなっており、乱れが強い場合には空力不安定振動は起こりにくくなっていると考えられる。

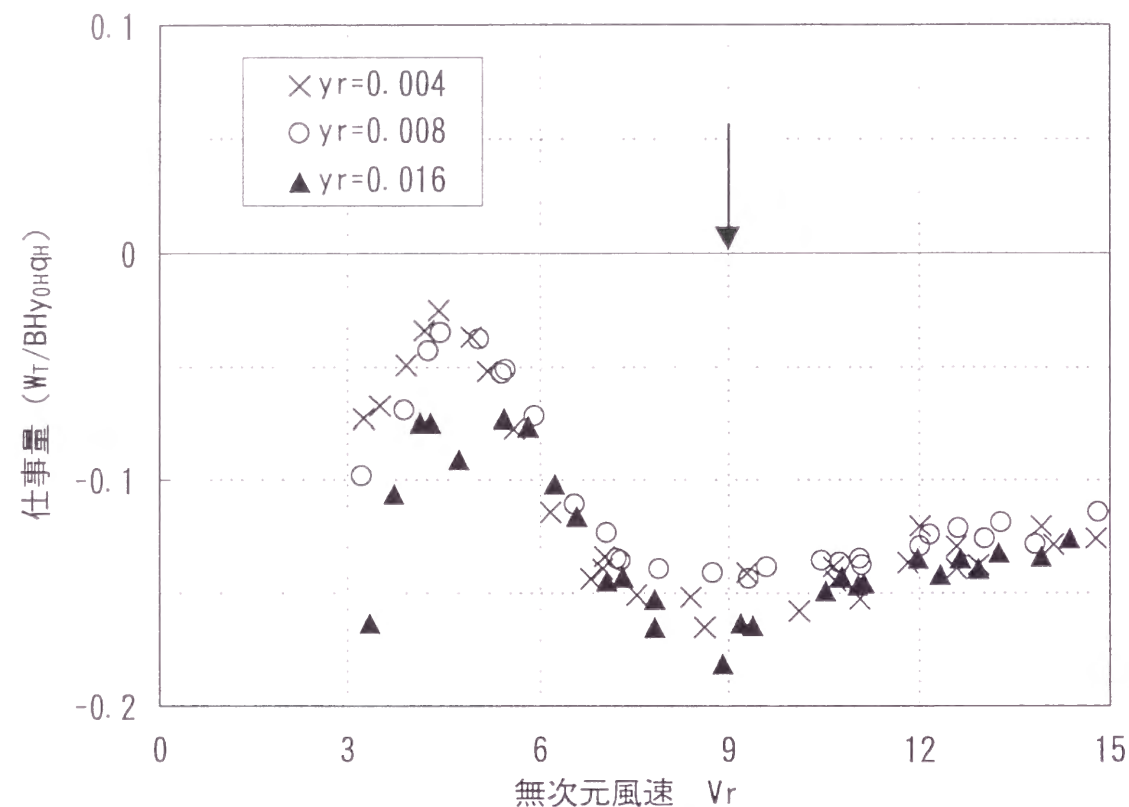


図 5. 1 8 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和（辺長比 2、接近流 T）

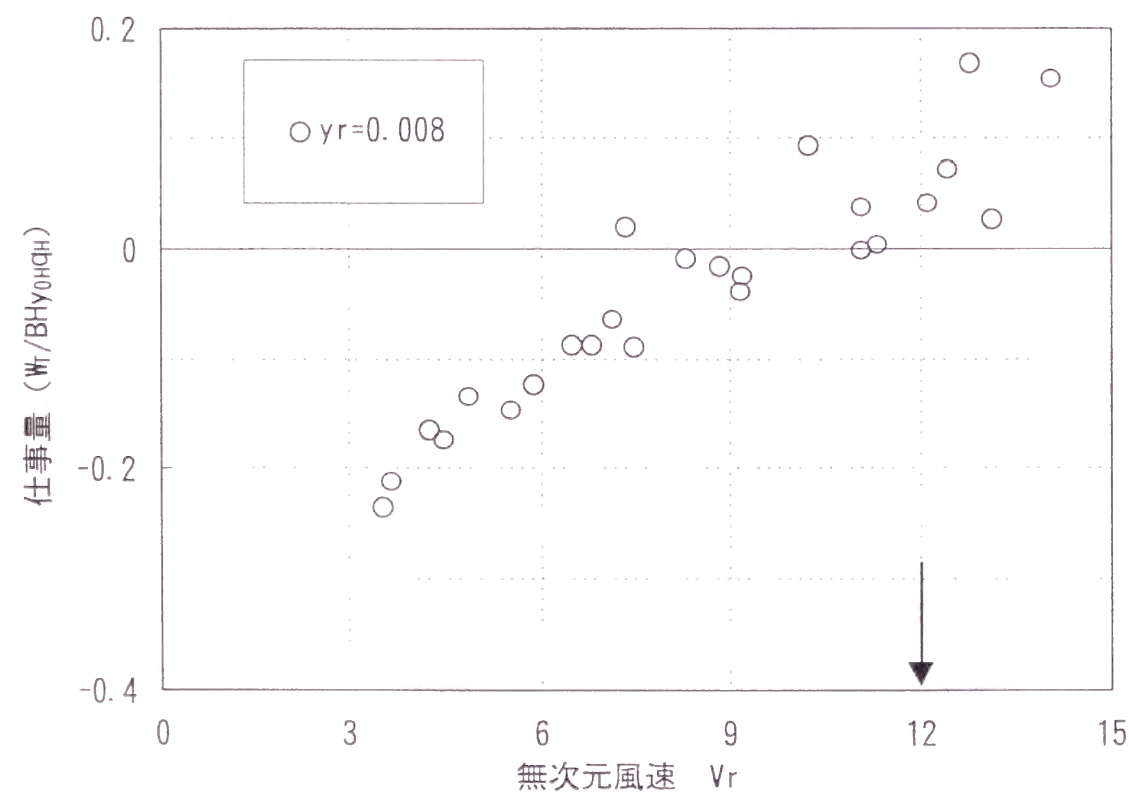


図 5. 1 9 角柱側面に働く空気力による仕事量の総和（辺長比 0.5、接近流 T）

2 章、3 章の計算結果で見られたように、接近流が乱れると、前縁で剥離した流れが渦となるのが早くなり、角柱の前縁付近にのみ強い負圧を生じさせる。乱れが強い場合には、剥離流の乱流化が促進され渦の巻き込む位置が乱れの少ない場合に比較して前縁に近づく。角柱側面で渦が形成されると、剥離流は渦の巻き込みにより角柱側面側に引き寄せられ再付着が起りやすくなると考えられる。そのため乱れが強くなった場合には空力不安定振動の原因となる非定常空気力は発生しにくくなると考えられる。

5. 6 むすび

風方向に長い長方形断面角柱（辺長比 2）と風直角方向に長い長方形断面角柱（辺長比 0.5）の側面に作用する変動風圧力を角柱の振動時に多点にわたって測定し、その特性を調べた。また角柱全体が乱流境界層に入ってしまうような乱れの強い接近流に対しても実験を行い、接近流が乱れた場合についても調べた。得られた知見を以下に示す。

- 1) 辺長比 0.5 の角柱ではカルマン渦の発生周期の圧力変動が見られたが、辺長比 2 の角柱では再付着のため明確には見られなかった。
- 2) 辺長比 2 の角柱では、建物の 1 次固有振動数との共振風速を超える程度の風速域においては、変動風圧がなす仕事は常に振動を抑えるように働いていた。
- 3) 辺長比 0.5 の角柱では共振風速よりもかなり低い風速で変動風圧がなす仕事が正となり、空力不安定振動が起りやすくなっていた。
- 5) 正方形断面角柱で見られた上層部の現象は辺長比 0.5 の傾向とよく一致していた。また下層部の共振風速以前の傾向は辺長比 2 の傾向と似ていた。
- 6) 接近流の乱れが強くなると負減衰力は働きにくくなり、空力不安定振動が起りやすくなっていた。また共振風速付近においても明確な変化は見られなくなった。

参考文献

- 1) Novak, M.: Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Proc. ASCE, Vol. 98, EM1, Feb., 1972, pp. 27-46.
- 2) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassen: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1964, pp. 51-75
- 3) 谷池義人・西村宏昭: 境界層流中における高層建物の空力不安定振動, 京大防災年報, 第 36 号 B-1, 1993, pp. 69-78
- 4) 西村宏昭・谷池義人: 境界層流中における高層建物の空力不安定振動－正方形断面をもつ高層建物の場合－, 日本建築学会論文報告集, 第 456 号, 1994, pp. 31-37
- 5) 西村宏昭・谷池義人: 種々の長方形断面をもつ高層建物の空力不安定振動, 第 13 回風工学シンポジウム, 1994, pp. 341-346
- 6) 西村宏昭・谷池義人: 境界層流中における高層建物の空力不安定振動(続)－種々の長方形断面をもつ高層建物の場合－, 日本建築学会論文報告集, 第 482 号, 1996, pp. 27-32

第 6 章 風直角方向に振動する高層建物周りの流れ場

6. 1 はじめに

第 4 章および第 5 章の強制振動実験の結果から、風直角方向に振動する 3 次元角柱に働く非定常空気力の性質を明らかにした。この結果から、角柱側面に働く非定常空気力は角柱前縁からの剥離流の挙動および渦の形成され方に強く影響を受けていると考えられた。角柱の振動挙動と物体周りの流れ場の関連を調べた研究として、中村・溝田等^{1) 2)}の研究などがあるが、2 次元角柱についてのものが多く、振動する 3 次元角柱周りの流れ場について研究されたものは少ない。

第 2 章、第 3 章では LES を用いて静止した 3 次元角柱周りの流れ場の数値計算を行った。この結果から乱れの影響などにより角柱周りの流れ場がどのように変化するかを調べたが、振動角柱周りの流れ場まで調べるにいったていない。振動する 3 次元角柱周りの流れ場を高レイノルズ数で解くためには、膨大な計算容量と時間が必要とされる。現状のコンピューターおよび計算コードではこれらの計算を行うことは困難である。

本章では、風直角方向に振動する 3 次元角柱周りの流れ場と空力不安定振動の関係を明らかにするため、強制振動させた角柱周りの風速変動の測定と、ドライアイスミストによる流れの可視化から流れ場の解析を試みる。その結果から、建物周りの流れ場の性状を調べ、振動発生の原因となる渦の特徴とその発生機構について考察を行う。

6. 2 実験方法

6. 2. 1 風速変動の測定

京都大学防災研究所付属の境界層風洞を用いて強制振動実験³⁾を行った。実験の様様を写真 6. 1 に示す。強制振動装置は、第 4 章、第 5 章と同じものを使用し、風洞内の模型が風直角方向に 1 次の直線モードでロッキング振動するよう

にした。建物模型は、断面の形状が辺長比 0.5（幅 $B=100\text{mm}$ 、奥行き $D=50\text{mm}$ ）、辺長比 1（ $B=D=70\text{mm}$ ）、辺長比 2（ D ：奥行き、 B ：幅）の 3 種類の長方形で、アスペクト比（ $=H/\sqrt{BD}$ ： $H=500\text{mm}$ ）が 7 の 3 次元角柱を使用した。強制加振振幅は回転角 $y_r=0.008$ とし、振動数は $f_m=4\text{Hz}$ とした。実験時の接近流は、風洞の床面でのみ発達させた、平均風速の鉛直分布がべき指数 $\alpha=0.14$ 、低層部における乱れの強さ 10% とした厚さ 150mm の境界層流である。

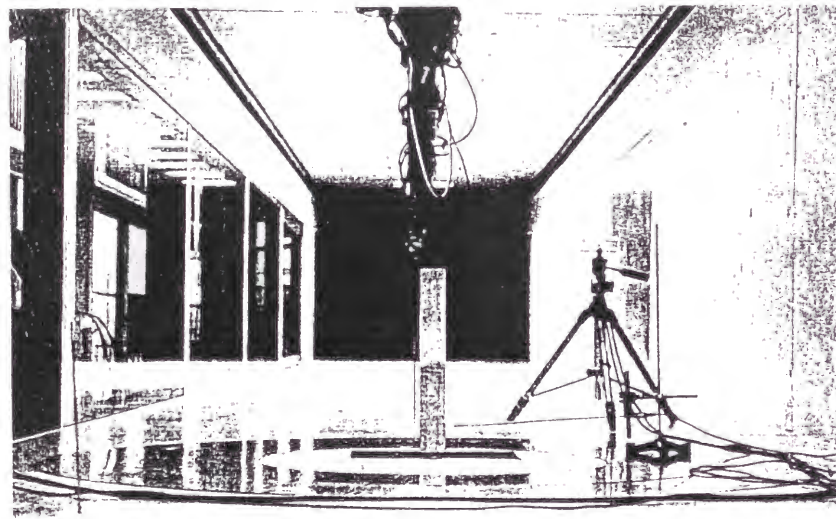


写真 6. 1 測定状況

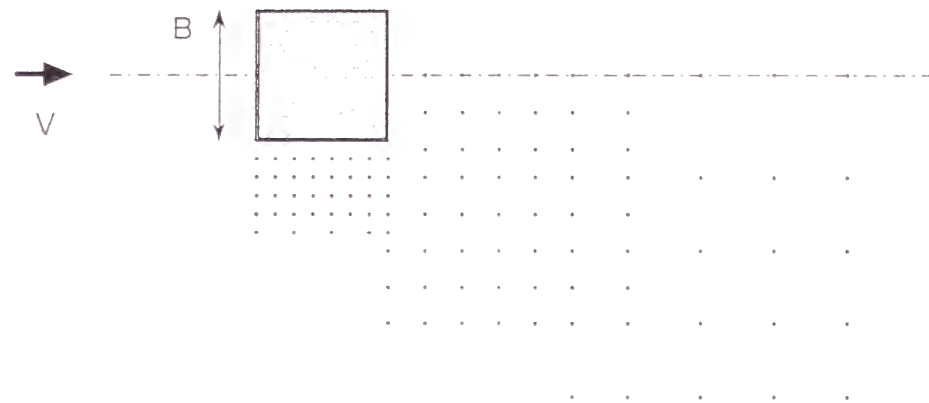


図 6. 1 風速測定位置

風速変動の測定は、熱線風速計を備えたトラバース装置により、図 6. 1 に示す角柱側面付近から風下側にかけての約 100 点で行った。測定点の高さは $h=70\text{mm}$ （ $h/H=0.14$ ）とした。また辺長比 1 の模型に関しては高さ方向の変化を調べるため、 $h=240\text{mm}$ （ $h/H=0.48$ ）、 $h=420\text{mm}$ （ $h/H=0.84$ ）の高さにおいても測定を行った。実験風速は、模型の加振振動数とカルマン渦の発生周波数が一致する共振風速 V_r 、 $1/2V_r$ 、 $1/3V_r$ の 3 種類とした。

6. 2. 2 流れの可視化

風速変動の測定と同じく強制振動法を用いて行った。ドライアイスミストを風上から流し、模型周辺での流れを、風洞の天井に取り付けたビデオカメラで撮影し、角柱の振動と渦の発生に関連を画像解析により調べた。角柱への接近流が速すぎると、ドライアイスミストが拡散し可視化が不可能なので、実験風速を低くし、ドライアイスミストの状態を安定させるため風速を一定とした。実験風速は 0.7m/s である。流れのパターンを風速変動の測定の場合と一致させるため、カルマン渦の発生周波数と模型の強制振動数の関係から相当する風速を算定した。角柱の振動数は $f_m=1\text{Hz}$ 、 2Hz 、 3Hz の 3 種類で、それぞれ、 V_r 、 $1/2V_r$ 、 $1/3V_r$ の風速に対応している。

6. 3 風速変動の解析

6. 3. 1 平均風速と乱れの強さ

各点の平均風速の測定値を基準点での平均風速 V_0 で除した無次元風速の分布を図 6. 2 に示す。基準点は模型の風上側約 30cm の位置で、模型が流れに及ぼす影響はない。また、測定高度による比較のため、基準点の高さは最下層での測定高度と同じく $h_0=30\text{cm}$ とした。ここでは辺長比 1 の角柱について結果を示す。

（a）は静止時、（b）～（d）は振動時の結果である。振動による影響はほとんど見られなかった。

図 6. 3 は変動風速の rms 値の分布を示す。値は基準点の風速 V_0 で無次元化したものである。数値の大きい領域が尾根状に模型の側面に沿って発達しているが、

この尾根上に剥離せん断層が形成されていると考えられる。静止時（a）と振動時（b）を比較して振動時は乱れが若干大きい。共振風速時（b）の乱れは低風速時（c）に比較してやや大きくなっている。また高さ方向に（b）と（d）を比較すると、上層ほど乱れの大きい領域が狭くなっている。

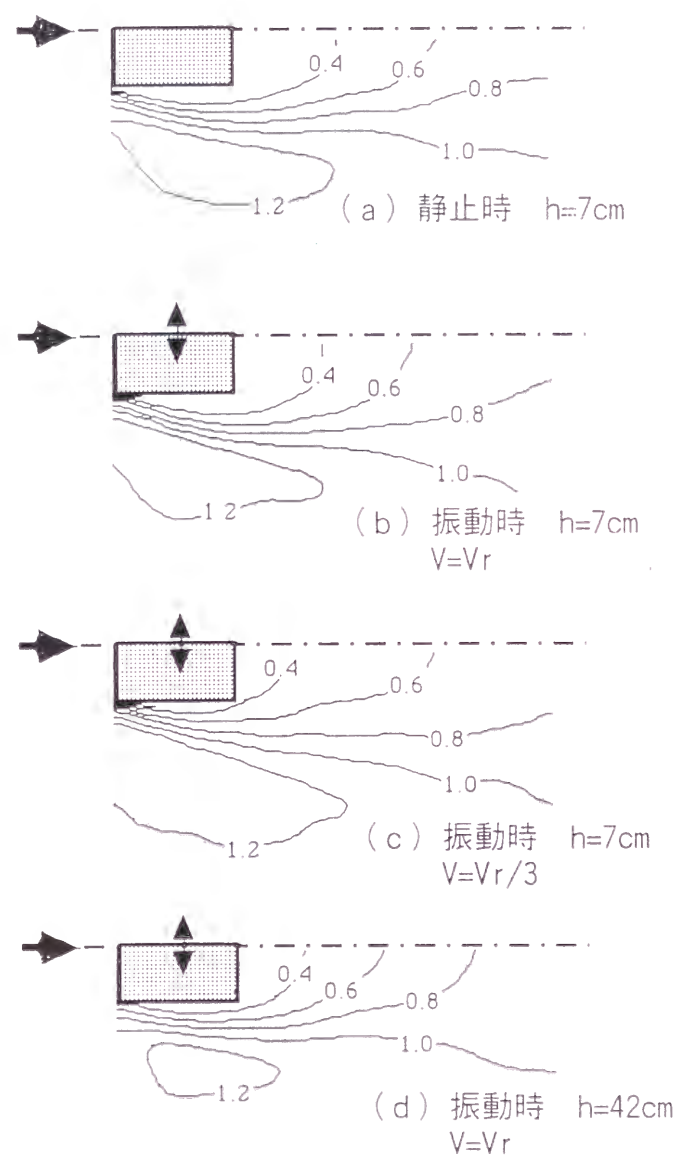


図 6. 2 平均風速 (\bar{u}/U_0) の分布 (辺長比 1)

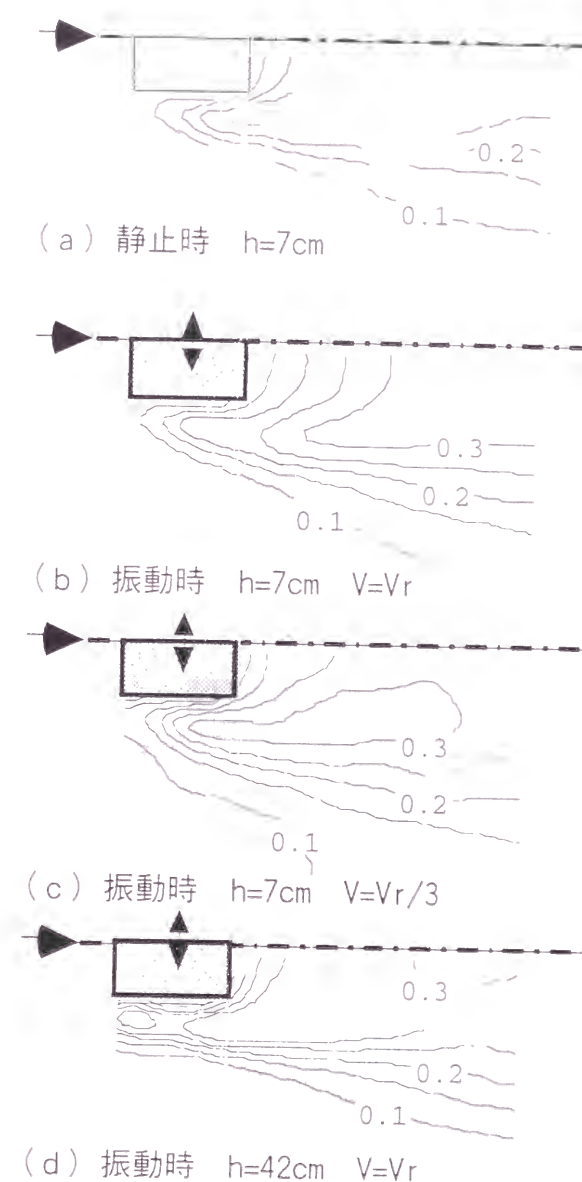


図 6. 3 乱れの強さ ($\sqrt{u^2}/\bar{u}$) の分布 (辺長比 1)

6. 3. 2 2 種類の変動成分の分布

振動角柱の周りの風速変動には、ストローハル数成分と角柱の振動数成分のスペクトルが見られる。角柱周りの空間では、どちらの変動成分の影響を強く受けるかを調べるため、各点の風速変動のパワースペクトルを求めた。図 6. 4 は卓越する周波数の種類により領域分けしたものである。ここで、 f_m は角柱の加振振動数であり、 f_s はカルマン渦の発生周波数である。また図中の f_m , f_s , $2f_s$ は卓越する周波数を表しており、 $2f_s$ は f_s の 2 倍の周期、 N は卓越周波数のみられ

なかった領域を表す。図 6. 5 は図 6. 4 の (b) の場合 (角柱振動時、 $h=7\text{cm}$ 、 $V=V_r/3$) の各領域の代表的な点でのパワースペクトルの波形である。

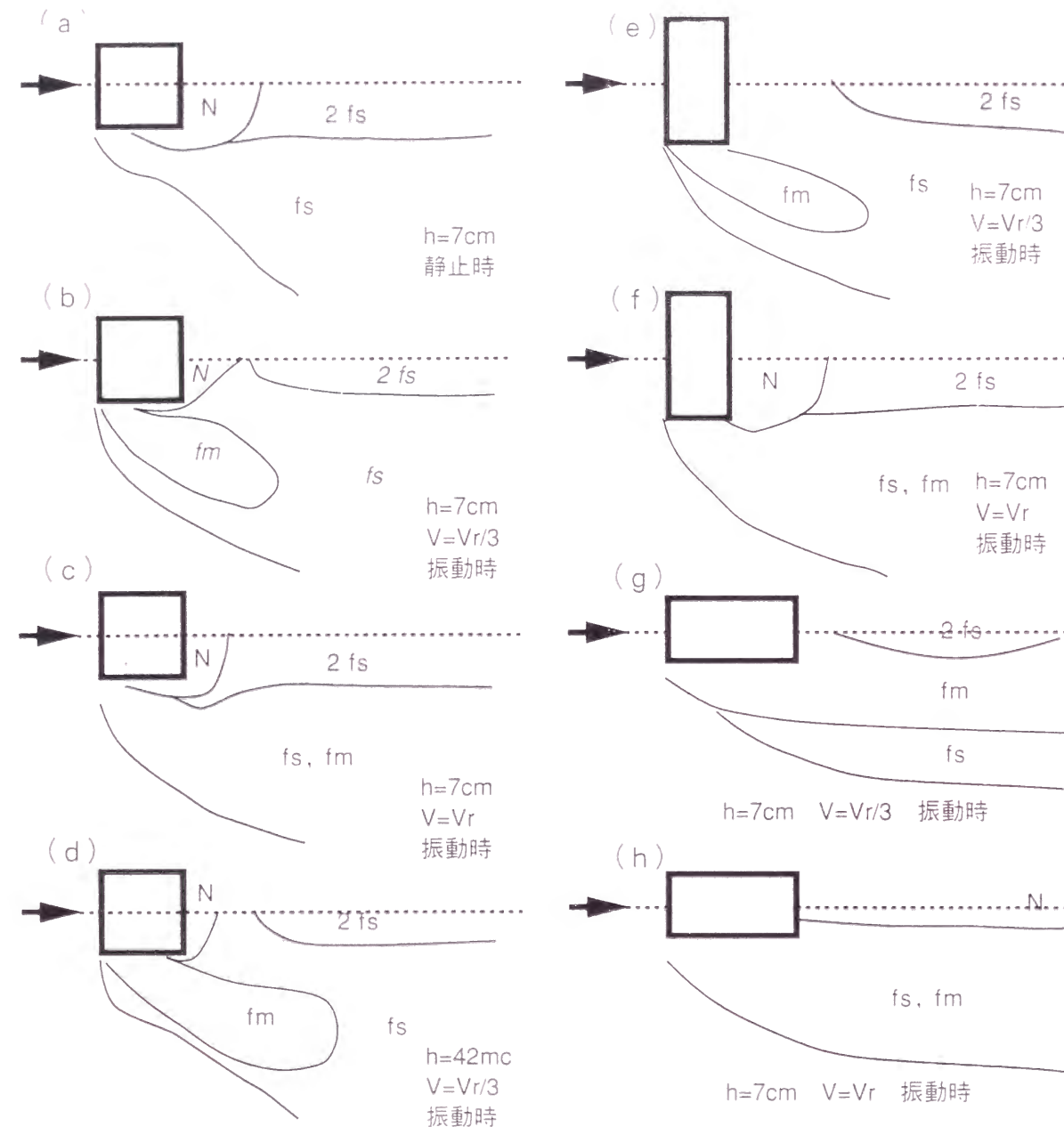


図 6. 4 2 種類の変動成分の分布

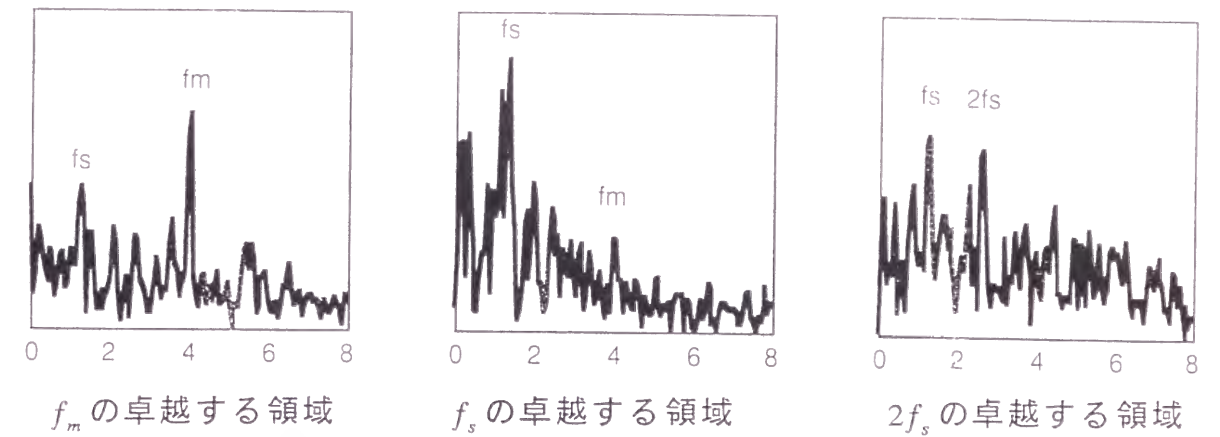


図 6. 5 各領域でのパワースペクトル

図 6. 4 (a) ~ (d) は辺長比 1 の結果である。(a) は角柱静止時、(b)、(c) は高さ $h=7\text{cm}$ の角柱振動時の結果で、風速 $V=V_r/3$ 、 $V=V_r$ である。また (d) は高さ $h=42\text{cm}$ の風速 $V=V_r/3$ の結果である。静止時と振動時を比較すると、振動によりストローハル数成分の卓越する領域は模型の側面周辺で広がっており、明確なピークの見られない模型背後の領域は狭まっている。ストローハル数成分 (f_s 成分) と振動数成分 (f_m 成分) が異なる風速 ($V=V_r/3$) では、 f_m 成分の卓越する領域がみられる。この領域は角柱側方の風下側に角柱の幅の約 2 倍程度に限られ、その後方ではまったく見られない。これは後で述べる可視化でもわかるように、 f_m 成分の渦が f_s 成分の渦に取り込まれるためだと考えられる。また高さの高いところでは f_m 成分の卓越する領域が広がっているが、これは角柱の上層部ほど振動振幅が大きくなることと、カルマン渦が上層部で拡散し f_s 成分が明確でなくなることによると考えられる。角柱背後の中央線上では、 f_s 成分の 2 倍の周波数のピークが見られる領域が存在する。これは交互に発生するカルマン渦の影響を受けるからであり、 f_s 成分の渦は f_m 成分の渦を取り込んだ後、中央線付近まで巻いてくる。

図 6. 4 (e)、(f) は振動時の辺長比 0.5 の角柱の結果で、風速 $V=V_r/3$ 、 $V=V_r$ である。静止時に関しては、辺長比 1 の結果と同様だった。風直角方向に細長い角柱においては、流れが完全に剥離しカルマン渦が明確に形成されるため、全体的に f_s 成分が卓越していた。また明確なピークの見られない模型背後の領域

は、共振風速 ($V=V_r$) では見られるが、 $V=V_r/3$ のときにはほとんど見られなかった。風速が $V=V_r/3$ の場合は、辺長比 1 の角柱同様に角柱側方の風下側に f_m 成分の見られる領域が広がっていたが、 f_m 成分が f_s 成分より卓越する領域は角柱側面付近に限られていた。角柱背後の中央線上では、辺長比 1 の角柱同様に f_s 成分の 2 倍の周波数のピークが見られる領域が全ての風速で見られた。

図 6. 4 (g)、(h) は振動時の辺長比 2 の角柱の結果で、風速は $V=V_r/3$ 、 $V=V_r$ である。静止時に関しては、他の角柱と同様の傾向が見られたが、風方向に細長い角柱では流れが再付着するため他の角柱ほど f_s 成分が明確ではなかった。 $V=V_r/3$ の場合は、 f_m 成分の卓越する領域がかなり広範囲に広がっており、角柱後方まで続いていた。逆に f_s 成分が卓越するのは風下側の外側の領域だけで、あまり明確ではなかった。これは流れの再付着によりカルマン渦が明確に形成されず、角柱の振動に伴って発生した渦がそのまま後方まで流されることによると考えられる。共振風速 ($V=V_r$) では f_m 成分 ($=f_s$ 成分) の卓越する領域が一面に広がっているが、角柱背後の中央線上では、他の角柱で見られたような f_s 成分の 2 倍の周波数の明確なピークは見られなかった。カルマン渦は後流の影響により左右交互に発生するものなので中央線上付近まで渦の影響を及ぼすと考えられるが、辺長比 2 の角柱ではカルマン渦の影響が小さく振動に伴って発生する渦は反対側の渦とは無関係に後方に流れていくので中央線上付近にはピークが見られないのだと考えられる。

6. 4 流れの可視化

写真 6. 2 にドライアイスミストを用いた流れの可視化の 1 例を示す。この写真は、カルマン渦と振動に伴って発生する渦の両方が明確に見られた風速 $V=V_r/3$ のときの辺長比 1 の角柱の結果であり、角柱の振動の半周期ごとに撮影したものである。図 6. 6 に写真 6. 2 に対する渦の模式図を示した。(a) の上面で形成された剥離流が (b) の 2 の渦となる。同様の渦 3 が (c) の状態のときに下面で形成される。次に (d) の上面から発生する渦 4 は、(e) の状態では大きな渦となり後流に流れていく。このとき渦 4 は、先に発生し角柱後方で

停滞していた渦 2, 3 を巻き込んでしまう。渦 4 はカルマン渦であり、渦 2, 3 は振動に伴って発生する渦である。カルマン渦は振動に伴って発生する渦の一つと同期して発生し、他のタイミングで形成された渦を角柱後方で取り込む機構を可視化で確認できた。

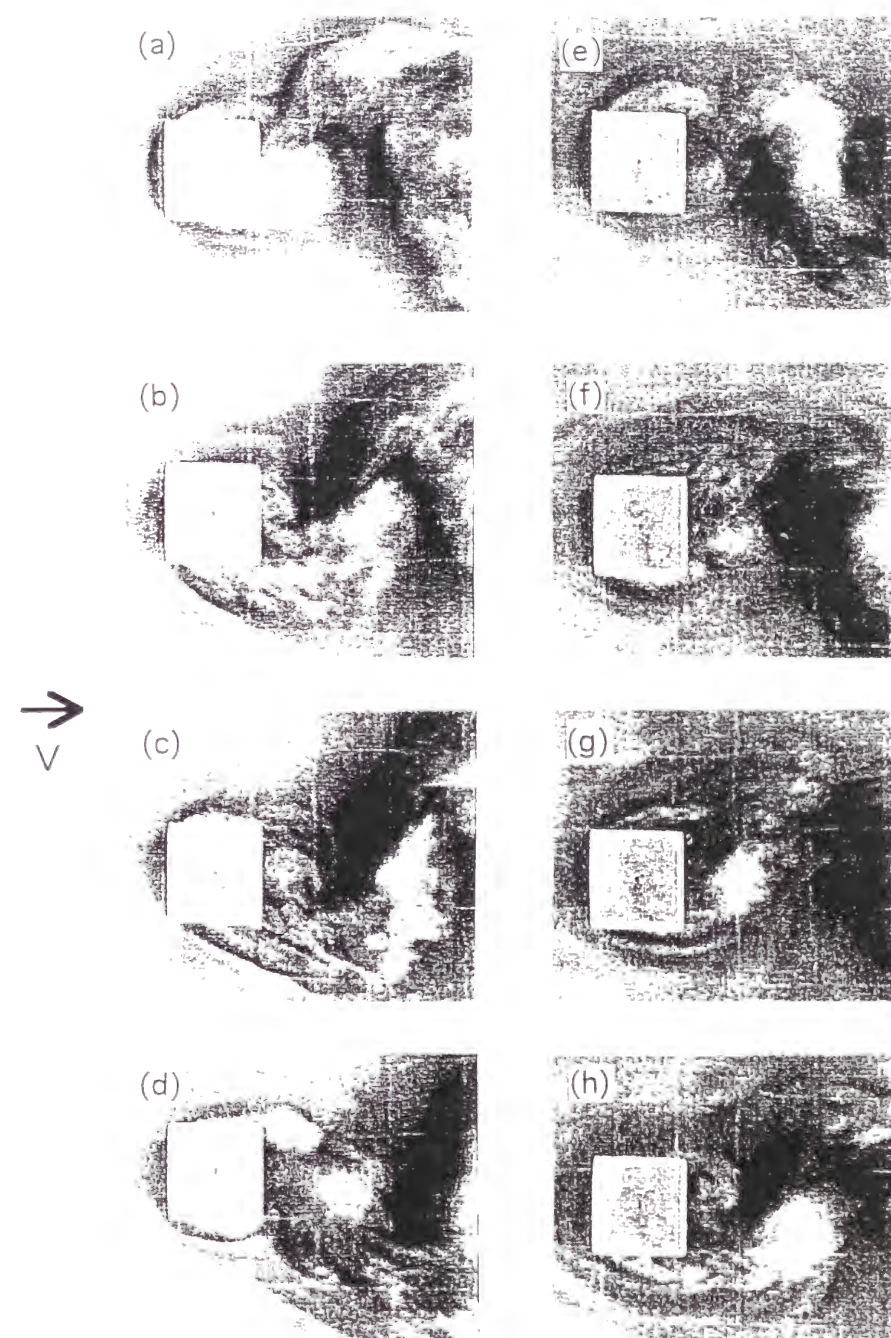


写真 6. 2 流れの可視化の 1 例 (辺長比 1、 $V=V_r/3$)

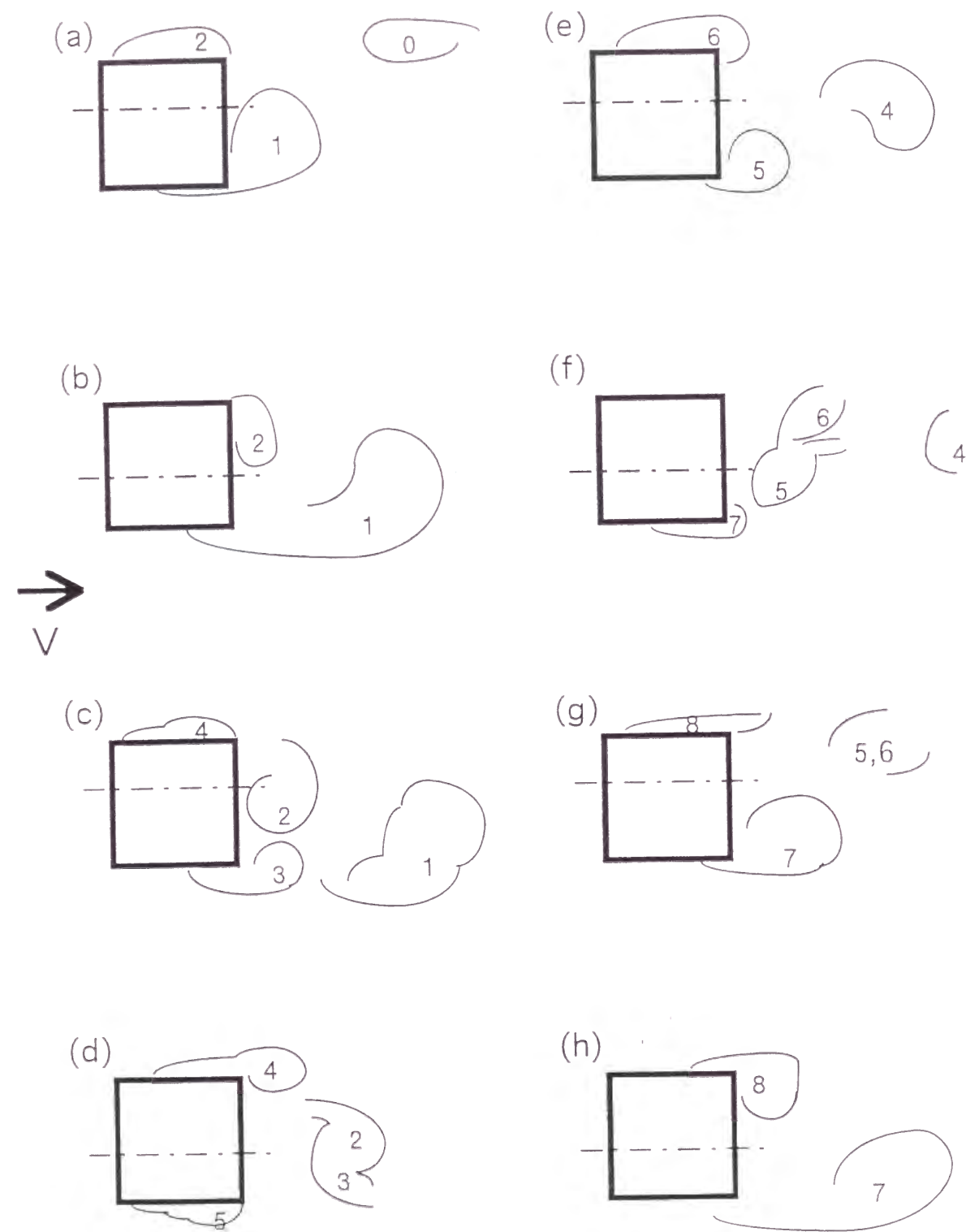


図 6. 6 写真 6. 2 に対する渦の模式図

図 6. 7 は可視化の画像をもとに、渦の挙動を角柱の振動の半周期ごとに模式的に表したものである。(a) ～ (c) は 2 種類の渦の発生と合体の機構が最も明確に見られた $V=V_r/3$ のときのもので、それぞれ辺長比 1、0.5、2 の角柱についてである。また (d) は、辺長比 1 の角柱の共振風速時 ($V=V_r$) の模式図である。

振動にともなって発生する渦は全ての角柱で同じように形成されている。角柱の右側の側面で発生する渦は、角柱が左方向へ動き始めたときにでき始める。角柱が最も左に行ったときに渦のようなものが角柱側面に形成され、角柱が右側に移動するとともにそれが後方へと押し出される。角柱が最も右へ来たときに、渦は風上の流れと分断され後方へ渦となって放出される。カルマン渦は周期が一致したときに振動に伴って発生する渦に合わせて発生している。以下に個々の角柱についての説明をする。

(a) まず、渦 1 は完成し、後方へ流れていこうとしているカルマン渦である。渦 2 は振動に伴って発生した渦である。つぎに 2 の渦が角柱背後に停滞する間に、反対側から次の振動に伴って発生した渦 3 が放出される。渦 2 と渦 3 は角柱背後でくっついてとどまるが、このときに渦 2 の放出された側からカルマン渦 4 が振動に伴って発生する渦と同期して放出される。その後、渦 4 は渦 2、3 を取り込んで風下へ流れる。渦 1、4 はいずれもストローハル数成分の渦である。このように振動数成分の渦がカルマン渦に取り込まれる現象は、図 6. 4 (b) において f_m 成分の卓越する領域が角柱近辺に限られることとよく対応する。

(b) 辺長比 0.5 の角柱では辺長比 1 の角柱の場合と同様の現象が見られた。しかしこの角柱では左右で発生する振動数成分の渦の距離が離れているためくっつく現象は見られず、同じ側面から 3 回に 1 度発生するカルマン渦 5 に前に発生した 2 つの振動数成分の渦 2、3 が取り込まれていた。よってこの場合も角柱の後方ではカルマン渦しか存在しない。

(c) 辺長比 2 の角柱では他の 2 つの角柱とは異なり、カルマン渦がほとんど見られない。そのため振動に伴って発生する渦が後方までそのまま流れていく。またカルマン渦の影響を受けないため流れが左右に揺らされることなくほぼまっすぐ流され、振動数成分の渦列が角柱後方に平行に形成される。

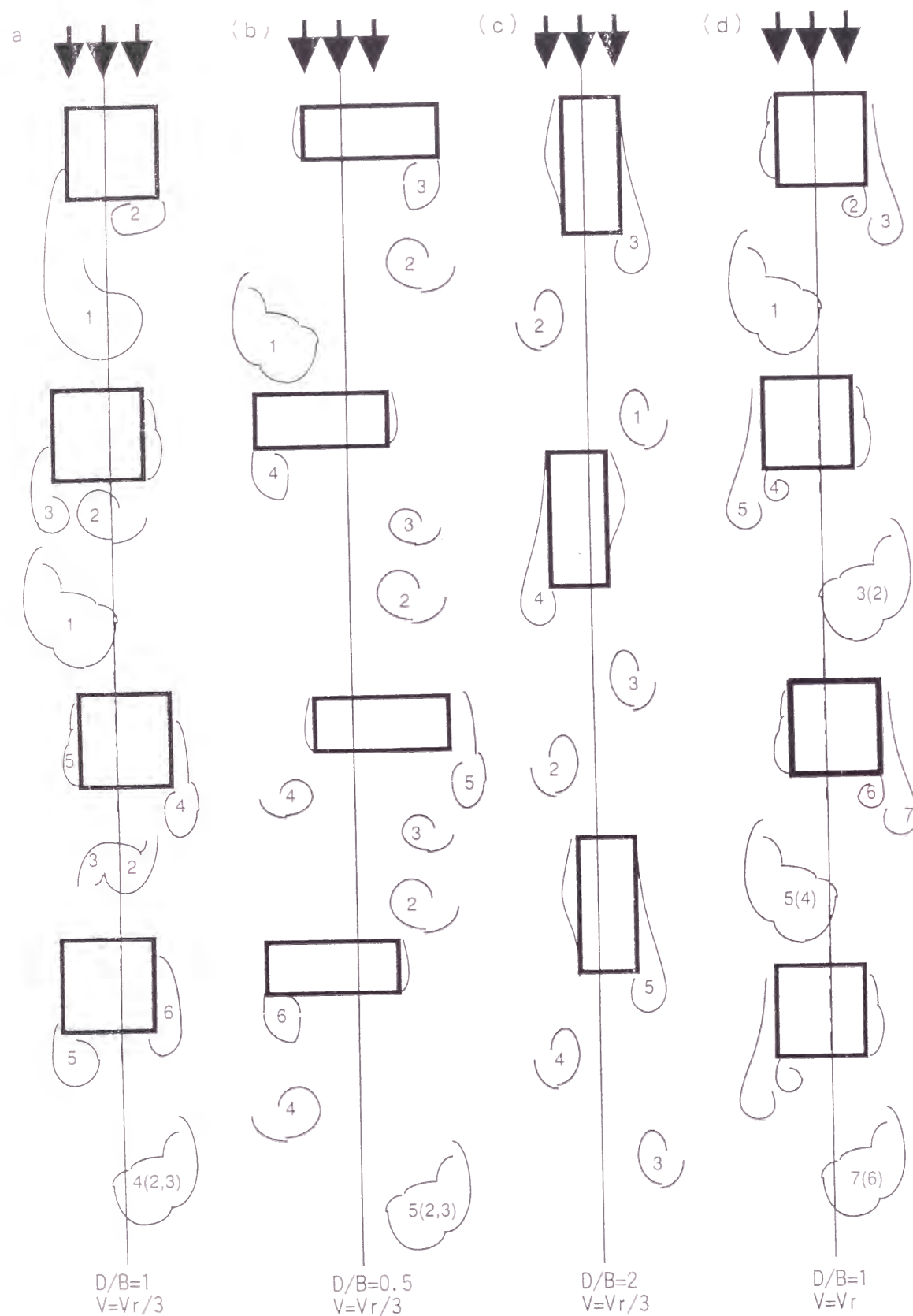


図 6. 7 可視化より得られた渦の模式図

(d) カルマン渦の発生周波数と角柱の振動数が一致する風速では、角柱の振動にあわせてカルマン渦が発生し、後方へと流れていく。渦の発生直後は、2種類の渦は別々に形成されるが、振動数成分の渦 2、4 は外側のカルマン渦にすぐに取り込まれてしまう。

6. 5 むすび

振動角柱周りの流れ場を、風速変動の多点にわたる測定と、ドライアイスを用いた流れの可視化により、詳しく調べた。得られた知見を以下に示す。

- 1) 振動角柱の周りには、振動に関係なく発生するカルマン渦と振動に伴って発生する渦の 2 種類がみられた。
- 2) 正方形断面の角柱や風直角方向に細長い断面の角柱が振動する場合には、振動に伴って発生した渦は、角柱の後方でカルマン渦に取り込まれることがわかった。またカルマン渦と振動数成分の渦の合体のしくみを流れの可視化から明らかにした。
- 3) 風向方向に細長い断面の角柱が振動する場合には、カルマン渦の影響が弱く振動数成分の渦が流れ場の変動の主成分となっていた。可視化では、角柱後方に明確な振動数成分の渦列が確認できた。
- 4) 正方形断面の角柱や風直角方向に細長い断面の角柱では、振動数成分の渦がカルマン渦に取り込まれることにより、ストローハル数成分の変動が強くなり空力不安定振動がおきやすくなっていると考えられる。風向方向に細長い断面の角柱では、振動数成分の渦がストローハル数成分の変動を打ち消すため空力不安定振動が起きにくくなっていると考えられる。

参考文献

- 1) 溝田武人・岡島厚：一様流中で振動する角柱まわりの流れ，第6回風工学シンポジウム，1980，pp. 123-130
- 2) Nakamura Y. and T. Mizota: Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, Proc. ASCE, Vol.101, EM6, Dec., 1975, pp.855-871
- 3) Bishop, R. E. D. and A. Y. Hassen: The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1964, pp. 51-75

第7章 非定常空気力の発生と流れ場の構造に関する考察

7. 1 はじめに

これまでの章では、風洞実験および数値計算の結果から、高層建物周りの流れ場と風直角方向の空力不安低振動の原因となる非定常空気力について調べた。その結果から、物体周辺の流れの剥離、再付着といった性状が非定常空気力の発生に密接に関係し、また流れの性状は接近流の乱れによって変化することを示した。この章では、以上の内容をまとめ、建物周りの流れ場と風直角方向の空力不安定振動の要因となる非定常空気力の発生機構の関係についてさらに考察を進める。

7. 2 接近流の乱れと渦の形成について

接近流の乱れが強くなると、前縁からの剥離流の乱流化が早められ、渦の巻き込み位置が風上側に寄る。このことは2章の計算結果で示したように、乱れが強いほど前縁に強い渦が形成され、前縁付近の負圧のみ強くなっていたことからわかる。渦の形成される位置が前縁に近づくと、剥離流の再付着する位置も風上側に寄る。また、渦が角柱側方で形成されると、角柱の振動に伴う周期的な再付着は、渦が角柱側方で巻き込むときに起こることが6章の可視化で確認された。

4章で示したように、比較的乱れが小さく、境界層の厚さが物体の高さより低いような流れ場に対して、辺長比1の3次元角柱では、乱れが小さくほぼ一様流になっている上層部において、渦の巻き込みが角柱後方で行われるため、角柱の両側面で剥離流の再付着が起こらないが、乱れの強くなる下層部では渦の巻き込み位置が角柱側面付近になり、剥離流の再付着が促進され、振動に伴う周期的な再付着が起こっていた。このことが、辺長比1の角柱の上層と下層に働く非定常空気力が異なる原因である。同様に、辺長比2の角柱では、乱れの弱い中上層では周期的再付着、乱れの強い下層では完全再付着が起こっていた。辺長比0.5の角柱では下層から上層にかけてのすべての高さにおいて剥離流の再付着はなく、振動にともなう非定常空気力が共振風速より低い風速から生じていた。6章の可

視化によると、辺長比 0.5 の角柱では、振動にともなって発生する渦（前縁剥離渦）は前縁からの剥離流にそのままのって流され、角柱後方で巻き込むカルマン渦に取り込まれている。このように風直角方向に細長い長方形断面をもつ 3 次元角柱周りでは、前縁からの剥離流は振動に伴う渦の発生の影響を受けずほぼ同じ位置を通っている。辺長比の大きい物体で、前縁からの剥離流がアフターボディーの影響を受けるような場合には、わずかな乱れで剥離流が巻き込み渦を形成しはじめ、角柱側面への再付着を促進すると考えられる。

5 章に示した、乱流境界層を接近流として行った強制振動実験の結果から、乱れが強い場合の非定常空気力が調べられた。辺長比 1 や 2 の角柱では、側面への再付着が促進され、非定常空気力が働きにくくなる。辺長比 1 の角柱では乱れの少ないときに見られたような共振風速付近での空気力の急激な変化は見られず、共振風速時においても辺長比 2 の角柱同様に再付着を起こす。辺長比 0.5 の角柱は、負減衰の働きはじめる風速が乱れの少ないときと比較して高くなっている。辺長比 0.5 の角柱が低風速時に空気から正減衰を受けるのは、風速に比較して角柱の振動速度が大きくなると迎え角が大きくなり再付着が起こることによって考えられ、辺長比の小さな角柱においても、接近流が乱れていると再付着が起こりやすくなる。

上記の考察をまとめると以下ようになる。

- ・ 接近流の乱れが強くなると、前縁から剥離した流れの巻き込む位置（渦の形成位置）が風上側に移動し、角柱側面への再付着を促進する。
- ・ 辺長比 0.5 の建物では、乱れが強くなると、負減衰の働き始める風速が高くなるが、乱れの少ない場合と同様に共振風速より低い風速で負減衰が働く。
- ・ 辺長比 1 の建物では、乱れの少ないときには共振風速付近で急激に空気力が変化し、渦励振を起こすが、乱れが強くなると、再付着が起こりやすくなり、辺長比 2 と同様に渦励振を生じなくなる。

7. 3 建物周りに形成される流れ場のパターン

4 章および 5 章では、3 種類の断面形状をもつ 3 次元角柱について強制振動法を用いた風洞実験から非定常風圧力の測定を行った。そこでは、辺長比 0.5 の角柱を前縁で流れが

完全に剥離するモデル、辺長比 2 の角柱を流れが再付着するモデルと考え、辺長比 1 はその中間に位置するモデルとしてとらえた。

一様流中における 2 次元静止角柱を用いた既往の研究^{1) 2) 3) 4)}等では、辺長比 2.8 付近でストローハル数が不連続に変化することが報告されている。田村・伊藤^{5) 6)}による数値解析においてもこの現象が再現されている。辺長比が 2.8 より小さな角柱では、前縁で剥離した流れにより角柱後方にカルマン渦が形成され、それがストローハル数成分となるが、2.8 より大きな辺長比の角柱では、角柱両側面に再付着が生じ、再付着後の流れの再剥離（後縁剥離）による渦がストローハル数成分になる²⁾と考えられている。そのため辺長比の 2.8 より小さな断面を剥離型、2.8 より大きな断面を再付着型ととらえている。また、辺長比 2 程度の角柱では、後流にできるカルマン渦の変動にともない角柱側面の片側への周期的な再付着を交互に生じるような流れ場が見られる。これらを考えあわせると、角柱周りの流れ場のパターンは、図 7. 1 に示すような、前縁での剥離流が全く再付着しない完全剥離型、カルマン渦の変動および角柱の振動に伴う片側面への再付着が生じる周期的再付着型、両側面に再付着の起こる完全再付着型の 3 つに分けることができる。

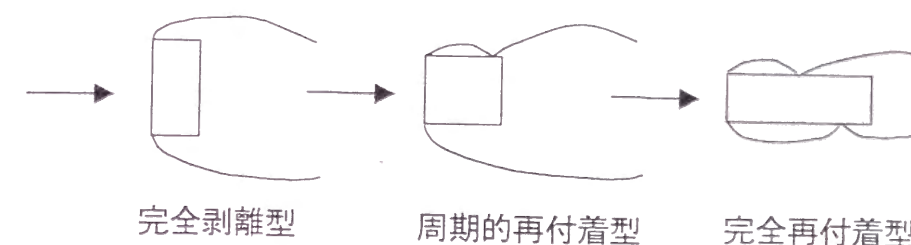


図 7. 1 角柱周りの剥離・再付着のモデル

2 次元角柱を用いた中口等¹⁾の実験によると、辺長比 0.6 付近において抗力係数が最大になると報告されている。本研究で行った実験では、辺長比が 0.6 より小さな角柱（辺長比 0.5）では流れの完全な剥離が起こっているが、辺長比 1 程度の角柱では接近流の乱れ、角柱の振動によって周期的再付着が生じていた。辺長比が 0.6 より小さな角柱においては、前縁から剥離した流れが角柱のアフターボディー（物体の風下側への奥行き部分）の影響を受けずに角柱後方に回り込むが、この回り込む位置が一定であると考えられる。前縁から剥離した流れの位置が同じであるならば、奥行き（風方向の長さ）が大きな角柱ほど、風下面が剥離流に接近するため風下面の負圧が強くなる。風上面の正圧はどの角柱につい

てもほぼ同じであるので、辺長比の大きな角柱ほど抗力係数が大きくなると解釈できる。辺長比が 0.6 より大きな角柱では前縁からの剥離流が角柱のアフターボディーの影響を受けて、後方に引き延ばされていると考えられる。このため角柱下流側に働く負圧は弱くなり、この状態で角柱が振動すれば、振動に伴う周期的な再付着が生じる。このように、前縁からの剥離流による流れ場が角柱のアフターボディーの影響を受けるような場合は周期的再付着型としてとらえることができる。以上のことから、完全剥離型と周期的再付着型の境目は辺長比 0.6 付近になると考えられる。また、本研究のような 3 次元的な物体では、乱流境界層の影響により、乱れが強くなって側面への再付着が促進されており、6 章で示した可視化のように辺長比 1 の角柱では片側面への再付着が見られるが、辺長比 2 の角柱では両側面に完全な再付着が生じていた。(ただし 6 章の可視化は角柱の下層部におけるものであり、最も乱れの強い領域である。) これらのことから、本研究で用いた角柱の分類を行うと、辺長比 0.5 の角柱は完全剥離型、辺長比 1 の角柱は周期的再付着型、辺長比 2 の角柱は完全再付着型とみなすことができ、ここではこの 3 つの流れ場から考察を進めていく。

4 章および 5 章の結果より、完全剥離型の角柱では、共振風速より低い風速から空力負減衰力が働いているのが確認できた。剥離流が再付着をおこさないときには、形成された剥離流の間で角柱が風直角方向に振動すると、振動に伴う付加的な空気力により角柱は負減衰力を受ける。この負減衰力は角柱の振動速度と風向風速の関係を風が一定の迎角をもって吹いている場合の静的な空気力として説明ができる。

物体がある速度をもって動いている瞬間には、図 7. 2 に示すように、図中の下面に剥離流が接近し、上面で剥離流が遠ざかり、下面に働く負圧が大きくなる。このとき角柱には振動方向と同じ方向に空気力が働き、負減衰力が働く。後流に形成されるカルマン渦の発生周期と角柱の振動数が異なる場合には、カルマン渦による変動は正減衰として働くと考えられるが、5 章の実験結果を見ると、負減衰の方が大きくなっている。これは角柱の両側面で再付着が起こらない場合に、後流のカルマン渦の影響をほとんど受けず物体自身の振動に伴う付加的な空気力が卓越することを示している。また、断面形状が辺長比 1 の角柱の実験結果においても比較的乱れの少ない角柱上層部では、角柱の振動にもかかわらず辺長比 0.5 の場合と同様に共振風速より低い風速から負減衰力が働いていたが、この場合も再付着が起こらず、両側面に明確な剥離流が形成されていると考えられる。このようにカルマン渦が後流に形成される場合でも、角柱のどちらの側面にも再付着の起こらない

ような流れ場が形成される場合には、角柱の振動を一定の迎角をもった静的な流れ場と仮定したときに生じる非定常空気力が働くと考えられる。

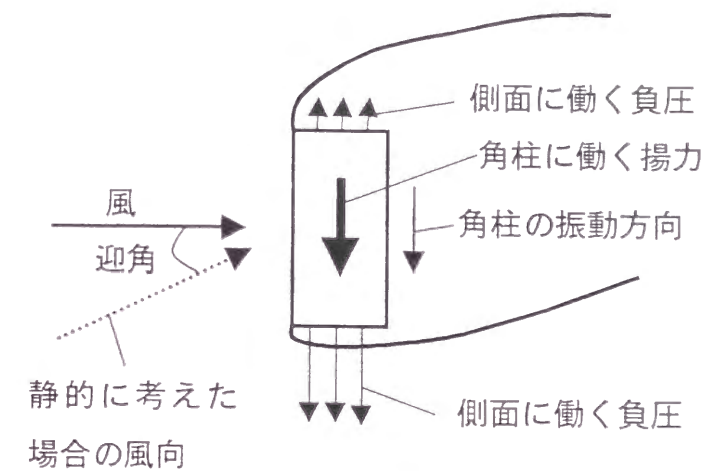


図 7. 2 振動にともなう付加的な空気力の発生機構

辺長比 1 の角柱の中下層部では、角柱の振動にともなって周期的な再付着が交互の側面で生じ、共振風速より低い風速では負減衰力は働かない。これは、角柱の振動によって再付着が生じ、角柱側面に振動を抑えるように空気力が働くことを示している。共振風速時には角柱の振動数とカルマン渦の発生周波数が一致するために負減衰力が大きくなっている。この機構を図 7. 3 を用いて以下のように説明を試みる。

(a) 角柱の上方向（上下の表現は図の方向で表記）への速度が最大になる状態である。角柱上面には剥離流が近づき、下面の剥離流は遠ざかり辺長比が小さいときと同様に上方向の揚力が起こる。角柱後方では角柱の接近により流速の早くなる上面からの剥離流により渦が形成される。

(b) 角柱の振動変位が上方向に最大になる状態である。このとき、角柱の振動速度がなくなるため、角柱側面と接近流の距離は両側面で同じになる。角柱後方には(a)の状態のときに形成された渦が風下に移流し、その渦と角柱の間に風下面からの剥離流による渦が形成されはじめる。

(c) 角柱の下方向への速度が最大になる状態である。下面に剥離流が接近し流速が速めら

れ、角柱後方に強い渦が形成されるようになる。この渦は上面からの剥離流による渦（時計回り）と逆の渦度（反時計回り）をもっており、下からの渦が強くなると、上からの剥離流を巻き込み、先に形成され風下側に存在する上面からの剥離流による渦を後方に放出する。放出された渦は時計回りの循環をもっているので、放出された後には角柱周りでは逆向きの（反時計回り）の循環が生じる。このとき、クッター・ジュコフスキーの定理によれば循環に比例した揚力が下向きに働く。このように、共振風速域での角柱は、下向きの速度をもっていることにより剥離流が下面に近づくことによる付加的な空気力だけでなく、渦の放出に伴う循環の変化による空気力もを負減衰力として受ける。

(d) 下方向の振動変位が最大で、(b)と上下逆の状態になっている。

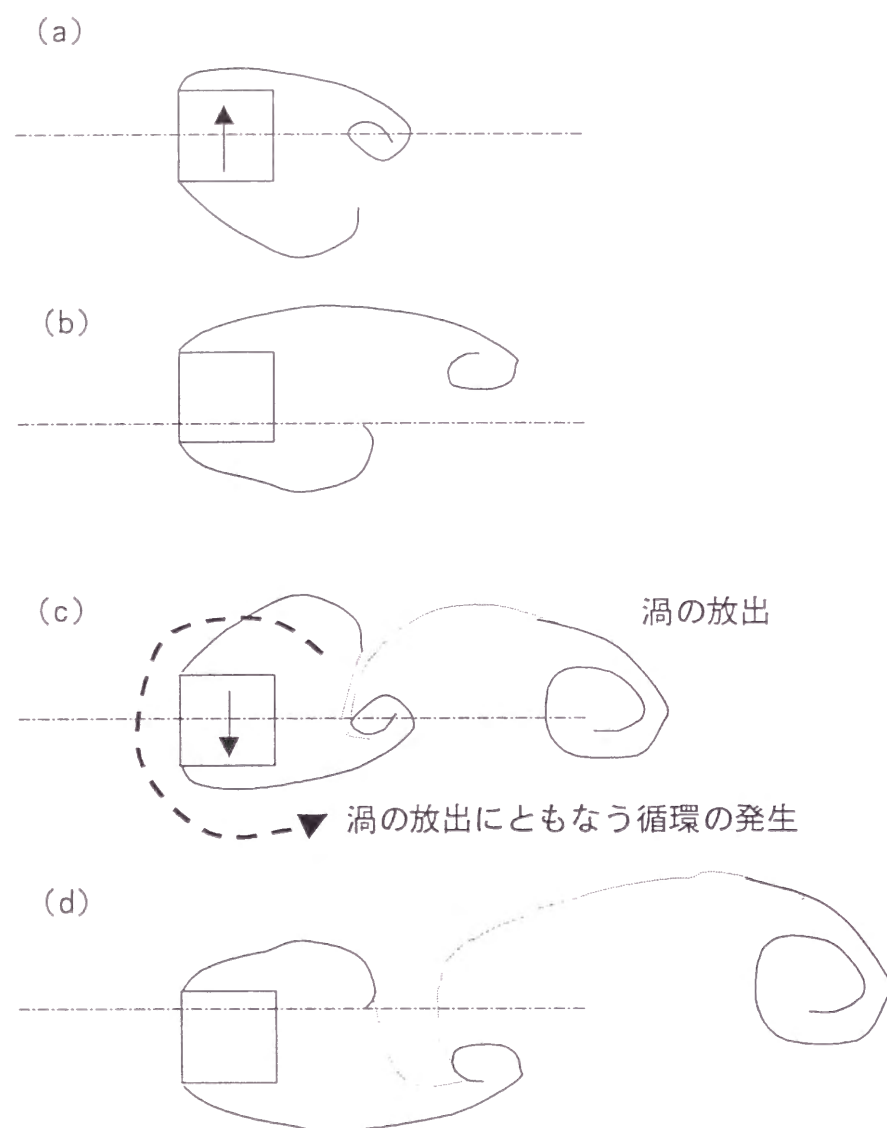


図 7. 3 共振風速時の角柱周りの流れ場の構造（辺長比 1）

共振風速時には、カルマン渦の発生周期と建物の固有振動数が一致するため、周期的な再付着は生じなくなり、建物の振動に伴う付加的な空気力が負減衰に働くばかりでなく、カルマン渦の放出に伴う循環の変化による空気力も負減衰として働き、渦励振と呼ばれる強い自励振動に発達すると考えられる。

辺長比 2 の角柱では、共振風速の半分以上の低風速時に角柱側面の風上側と風下側に大きな位相差が生じるが、この領域は風速の上昇とともに、下層部のみに限られるようになる。このような変化が側面上に見られるのは、中上層においては辺長比 1 と同様に周期的な再付着が起こり、下層部では完全再付着が起こっているためである。6 章では、下層の流れのみを可視化しているが、下層の流れは両側面で常に再付着の起こる流れ場が見られた。5 章の実験結果では、共振風速付近においても明確な違いは見られず、辺長比 1 のような渦励振は発生しなかった。静止角柱では、本実験の共振風速以上でなければ明確なストローハル数成分が表れないことから、共振風速付近においても角柱の振動による周期的な再付着が起こっていたものと考えられる。また、周期的再付着を起こす辺長比 1 の角柱では渦励振が起こるが、中上層で周期的再付着が起こる辺長比 2 の角柱で渦励振が起こらないのは、下層部で完全再付着をしているためであり、渦励振の発生には下層部の空気力が関与していると考えられる。

辺長比 2 の角柱で興味深かったのは、共振風速の半分以上の低風速時に正減衰の弱くなり、この風速において角柱側面では負減衰の働く部分も見られたことである。これは、一般に低風速励振、または前縁剥離渦励振と呼ばれるものである。5 章の実験結果より、低風速において負減衰力の働くのは角柱側面風下側であることがわかっている。中村・溝田^{7) 8)} は、ねじりフラッタの発生には流れの遅れの効果が支配的であり、低風速、大振幅のときにこの現象が顕著であることを示しているが、本研究で見られた低風速での非定常空気力の発生も同様に、流れの遅れによるものだと考えられる。6 章に示した可視化の結果では、辺長比 2 の角柱では、カルマン渦がほとんど見られず、角柱の振動にともなって前縁からの剥離流は、角柱の振動によって再付着、再剥離を繰り返しながら、角柱の横で渦を巻いたまま移流していく。この振動にともなう渦は図 7. 4 (a) に示すように角柱の上方向への速度が最大のときに、下面前縁から発生する。渦が通過するとき角柱表面の負圧は強くなるが、前縁で渦が発生したときには下面の負圧が強くなり、角柱の振動方向と逆の揚力が発生する。振動にともなって発生した渦は、前縁からの剥離流の速度で移流するが、接近流が低風速のときには、渦が側面を通過するのにかかる時間が角柱の振動の半周

期より長くなる。この場合、図7. 4(c)のように角柱の振動速度が下向きになるときに、下面後縁付近に渦が存在する流れ場となり、角柱の側面後縁部では下向きの揚力を受け、振動を促進する空気力が働く。この振動の発生は、自由振動実験等で報告されているが、減衰のとても小さな場合に限られており、上記で説明したような構造の非定常空気力はとても小さいと考えられる。また、この振動が発生した物体の形状、接近流の風向などはかなり限られたものとなっており、上記の考察からだけではその条件を特定することは難しい。

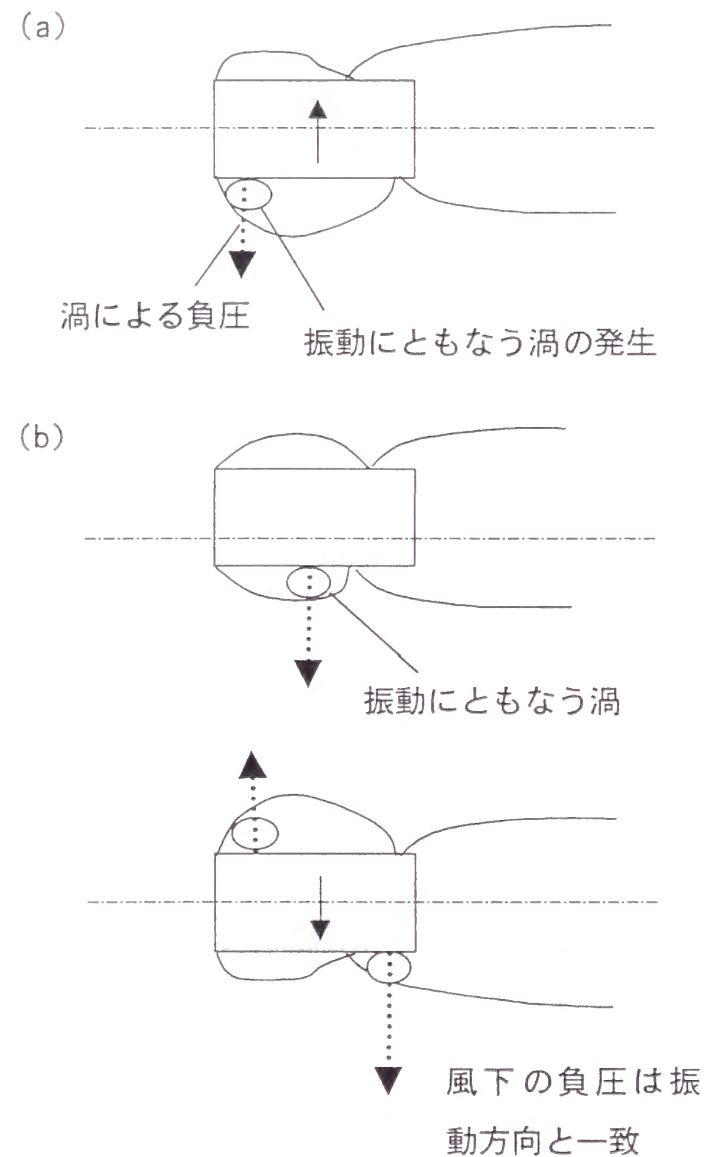


図7. 4 振動に伴う渦による非定常空気力（低風速励振）の発生機構（辺長比2）

上記考察をまとめると以下になる。

- ・ 辺長比0.6以下の建物では、流れの再付着が起こらず、両側面に形成される前縁からの剥離流の間で角柱が振動することにより付加的な空気力を受け、空力負減衰が働く。
- ・ 辺長比1の建物では、上層部の流れが完全に剥離し、辺長比0.6以下の建物と同様に負減衰が働く。しかし、中下層部では振動に伴う周期的再付着がおこり、負減衰は働かない。共振風速時には、カルマン渦の発生と角柱の振動が一致する。そのため再付着は起こらなくなり、振動にともなう発生する付加的な空気力により負減衰が働く。また、カルマン渦の放出にともなう循環の発生からも、負減衰を受ける。
- ・ 辺長比2の角柱では、中上層において辺長比1の場合と同様に周期的再付着を起こすが、下層では完全再付着となる。共振風速時には、辺長比1の場合のような渦励振は起こらないが、共振風速の半分以上の低風速時には、角柱側面の風上と風下で位相差が生じることによって、風下側面に低風速励振の原因となる空気力が作用する。本研究の実験結果からは、低風速励振の発生条件を特定することは難しいが、原因となる空気力は角柱側面の風下側に働くことを示した。

7. 4 流れの3次元構造

これまでは、高さ方向には各層の周りの流れ場と角柱に作用する空気力の関係について考察を行ってきたが、ここでは上下方向の流れ場の関係について考察を進める。

上下方向に非定常空気力の働き方に違いが明確に見られた、接近流の乱れが比較的小さい場合の辺長比1の角柱について考察する。4章で示した振動変位と変動風圧の位相差の分布から、図7. 5に示すような特徴が見られる。共振風速より低い風速域では上層前縁部の位相が最も進んでいるが、共振風速を超えると下層前縁部の位相が最も進み、その点から放射状に位相が遅れる分布となる。

第3章で示したように、ストローハル数成分の変動は淀み点付近の高さから起こり、次第にその変動が下層へと伝わっていく。共振風速より低い風速ではこのように上層から下層に変動が伝わっていると考えられる。このとき、4章のスペクトル解析の結果では、下層の風速は低いにもかかわらず、上層と同じ周波数にストローハル数成分のピークが見られる。これは、上層でと下層の渦が一体となり、上層の変動が下層の渦の挙動に支配的で

あることを示している。上層では渦が角柱後方で巻き込むが、下層では風速が遅く、角柱側方で渦の巻き込みが始まるため、角柱側面への周期的な再付着が下層ほど促進されていると考えられる。

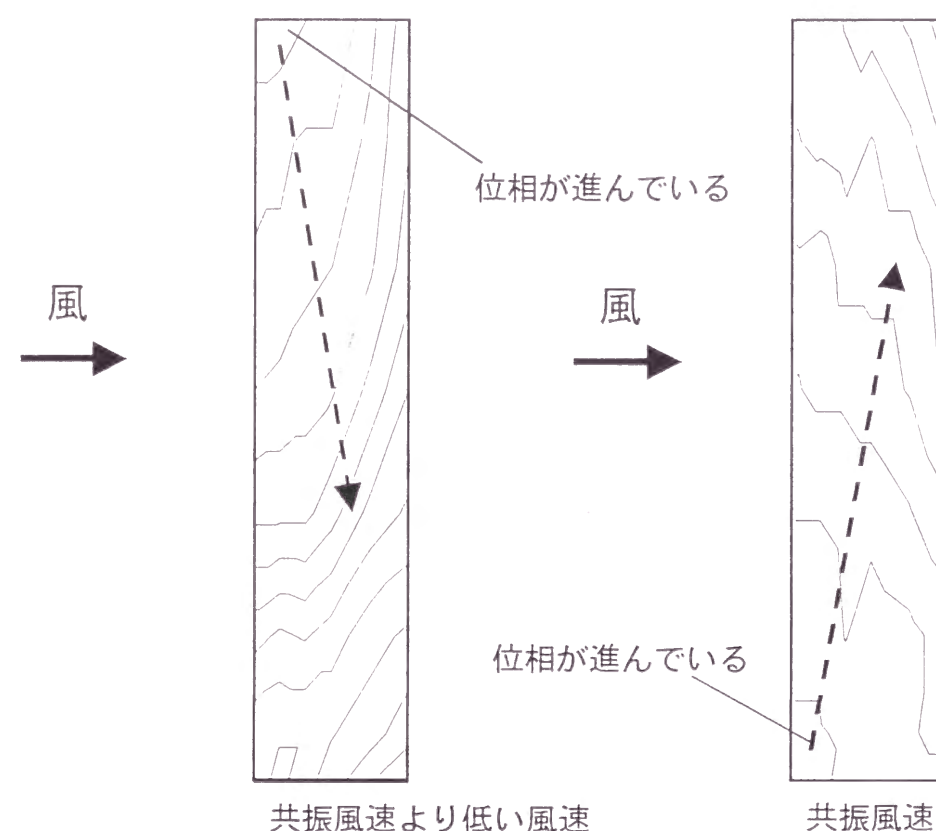


図7. 5 角柱側面の変動風圧の位相差分布

共振風速時に下層前縁部の位相が急激に進むことについて考察する。角柱側面の変動風圧のスペクトルでは、下層部ほどストローハル数成分のピークが明確に見られ、上層に行くほどその成分は弱まる。これは奥田・谷池等^{9) 10) 11)}の示した、角柱側面にできる渦は上層に行くほど広がる逆円錐状の構造をもっているという結果と一致する。このような渦が形成されると、剥離流は、下層で角柱の近くを流れ、上層でかなり離れた場所を流れることになる。振動に伴う渦は、7. 2節で説明したように物体の振動と前縁の剥離流の挙動によって発生しているので、剥離流が近くを流れる下層ほどその渦の形成は明確となると考えられる。共振風速時には、カルマン渦の発生周期と振動にともなって発生する渦の周期が一致するため、ストローハル数成分の変動は振動にともなって発生する渦に支配

されるようになると考えられる。このとき、振動にともなう渦が生成される下層部前縁での位相が最も進み、そこから放射状に位相が遅れていくような分布が形成される。

5章の結果から、辺長比2の角柱では、共振風速時にも負減衰力を受けないことを示した。辺長比2の角柱では、共振風速時においても下層では再付着が起こっていると考えられる。下層で再付着が起こると、上層の剥離流もそれに引っ張られるようにして周期的な再付着をするため、負減衰力は働かなかったと考えられる。このように下層部での流れの挙動が、渦励振の発生に関与していると考えられる。

上記考察をまとめると以下ようになる。

- ・ 辺長比1の建物では、共振風速より低い風速と共振風速では、角柱側面の変動風圧の位相分布が異なっている。共振風速より低い風速では、上層部風上側の変動の位相が最も進み、これを中心に遠ざかるにつれ位相が遅くなる。共振風速時には、下層部風上側の位相が急激に進んで最も位相が早くなり、これを中心に位相の遅れていく分布となる。
- ・ 建物の前縁からの剥離によって角柱側面に形成される渦は、上層から下層につながった構造をもっており、共振風速より低い風速では、上層での変動が支配的である。
- ・ 共振風速時の変動は、下層部の渦構造から生じており、渦励振の発生は、建物下層部の流れ場によ依存する。乱れが強い場合や、辺長比2の建物のように、下層部で再付着が起こるような流れ場では、渦励振は起こらない。

7. 5 今後の課題

この章では2章から6章の研究結果から、3次元角柱周りの流れ場と空力不安定振動の要因となる非定常空気力の関係について調べ、角柱周りにできる流れ場と渦の構造および非定常空気力の発生機構について考察した。この章で述べた内容は、筆者自身の仮説的なところが多く、実験や数値解析での確認が今後必要になってくると考えられる。

風洞実験では、圧力や風速の測定から流れ場を推測することはできるが、細かな渦等に関しては、測定技術・精度等の問題もあり、とらえきることが難しいと言える。流れの可視化が、流れ場の構造をとらえる手段としては有効であると考えられるが、3次元的な流れ場に対しては可視化はかなり困難である。以上のような点を補完するという意味で、流

れ場の数値計算を用いることは有効な手段であるといえる。本研究では、静止角柱周りの流れ場についてしか計算を行うことができなかったが、今後、振動物体周りの流れ場についても計算を進めていく予定である。

参考文献

1) 中口博、橋本貴久裕、武藤真理：矩形断面の柱の抗力に関する実験、航空学会誌、16 巻 168 号、1968、pp. 1-5

2) 岡島厚：種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ、日本風工学会誌、17 号、1983、pp. 1-19

3) 溝田武人、岡島厚：角柱周りの時間平均流れに関する実験的研究、土木学会論文報告集、第 312 号、1981、pp. 39-47

4) 溝田武人、岡島厚：角柱周りの非定常流れに関する実験的研究、土木学会論文報告集、第 312 号、1981、pp. 49-57

5) 田村哲朗、伊藤嘉明：種々の辺長比を有する角柱周りの 3 次元シュミレーション、第 13 回風工学シンポジウム論文集、第 474 号、1994、pp. 537-542

6) 田村哲朗、伊藤嘉明：角柱周りの流れと空力特性の辺長比による変化、日本建築学会構造系論文集、第 486 号、1996、pp. 153-162

7) 中村泰治・溝田武人：矩形断面柱のねじりフラッタについて、土木学会論文報告集、第 216 号、1973、pp. 1-7

8) Nakamura Y. and T. Mizota :Torsional Flutter of Rectangular Prisms, Jour. E. M. Div., Prosc. A.S.C.E., EM2, 1975, pp. 125-142

9) 谷池義人・奥田泰雄・岩谷敏弘：直方体まわりの流れと圧力場について、京都大学防災研究所年報、第 32 号 B-1, pp. 399-413

10) 奥田泰雄・谷池義人：3 次元角柱まわりの渦構造（その 1, 2）, 第 11 回風工学シンポジウム, 1990, pp. 119-130

11) 奥田泰雄・谷池義人：3 次元角柱側面上に形成される逆円錐状渦, 第 12 回風工学シンポジウム, 1992, pp. 167-172

発表論文

主要論文

第 2 章

2-1) 丸山敬・丸山勇祐・W. ロディ：測定データを用いた乱流境界層内の風速変動シミュレーション、日本建築学会大会学術講演梗概集、1996. 9, pp. 149-150

2-2) 丸山敬・丸山勇祐・W. ロディ・平岡久司：人工的に発生させた流入気流を用いた LES による乱流境界層の計算、第 14 回風工学シンポジウム論文集、1996. 12, pp. 217-222

2-3) 丸山勇祐・丸山敬：LES を用いた乱流境界層中における 3 次元角柱周りの数値解析、京都大学防災研究所年報第 41 号 B-1、1998. 4, 279-286

2-4) 丸山勇祐・丸山敬：人工的に生成した流入変動風を用いた LES による 3 次元角柱周りの乱流場の計算、日本建築学会大会学術講演梗概集、1998. 9, pp. 309-310

2-5) 丸山勇祐・丸山敬：直方体周りの流れ場に及ぼす接近流の気流性状に関する数値計算、第 15 回風工学シンポジウム論文集、1998. 12, pp. 167-172

2-6) 丸山勇祐・丸山敬：人工的に生成した変動風を流入とする LES による直方体周りの乱流場の数値計算、日本建築学会論文報告集、1999. 6, pp. 37-43

第 4 章

4-1) 谷池義人・西村宏昭・丸山勇祐：正方形断面をもつ高層建築物の空力不安定性、京都大学防災研究所年報第 38 号 B-1、1995. 4, 65-77

4-2) 丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：正方形断面をもつ高層建築物の空力

不安定性（その2．非定常風圧力の性状）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1995．8，pp．181－182

4－3）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：正方形断面をもつ高層建築物の空力不安定性（その3．非定常風圧による空力負減衰効果）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1995．8，pp．183－184

4－4）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：高層建築物の風直角方向振動時の非定常風圧力、日本建築学会論文報告集、第484号、1996．6，pp．31－37

第5章

5－1）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：長方形断面をもつ高層建築物の非定常風圧力、京都大学防災研究所年報第39号B－1、1996．4，107－118

5－2）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：長方形断面をもつ高層建築物の非定常風圧力（その1．辺長比2の場合）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1996．9，pp．221－222

5－3）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：長方形断面をもつ高層建築物の非定常風圧力（その2．辺長比0．5の場合）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1996．9，pp．223－224

5－4）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：長方形断面をもつ高層建築物の風直角方向振動時の非定常風圧力、日本建築学会論文報告集、第497号、1997．7，pp．17－24

5－5）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：乱流境界層中における高層建築物の非定常風圧力、日本建築学会大会学術講演梗概集、1997．9，pp．179－180

第6章

6－1）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：正方形断面をもつ高層建築物の空力不安定性（その1．建物周りの流れ場の解析とその可視化）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1995．8，pp．179－180

6－2）丸山勇祐・谷池義人・西村宏昭：高層建物の風直角方向振動時における流れ場について、第14回風工学シンポジウム論文集、1996．12，pp．317－322

関連論文

a）丸山勇祐・谷池義人：高層建物の付加質量について、日本建築学会大会学術講演梗概集、1994．9，pp．193－194

b）丸山勇祐・桂順治：地表面凹凸の数値化に関する一考察（一様性・等方性について）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1996．9，pp．141－142

c）丸山勇祐・桂順治：地表面凹凸の数値化に関して（岡山市街の実測結果への適用）、日本風工学会誌第71号（平成9年度年次研究発表会梗概集）、1997．4，pp．35－36

d）丸山勇祐・志村正幸・義江龍一郎・魏然：外装材設計用風荷重を対象とした中層建築物のピーク風圧係数（その1．種々の平面形状をもつ建築物）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1999．9，pp．209－210

e）魏然・志村正幸・義江龍一郎・丸山勇祐：外装材設計用風荷重を対象とした中層建築物のピーク風圧係数（その2．階段状建物のピーク風圧係数）、日本建築学会大会学術講演梗概集、1999．9，pp．211－212

あとがき

大学4年生のときに京都大学防災研究所耐風構造部門（現大気災害研究部門耐風構造分野）に配属され、修士課程、博士課程の合計6年間、研究室において耐風構造の研究をさせていただきました。研究室に配属された当時は、風というものに対して何の知識もない学生でありましたが、まがりなりにも今日このような論文をまとめることができましたのは、適切な御指導、御教示をしていただいた京都大学教授桂順治先生のおかげであります。桂先生には、風の研究の基本となる相似則の問題を中心に風工学の基礎的なことについて多くの教えをいただきました。また、風工学のみではなく、ものの考え方、研究に対する姿勢といった一般的なことまで幅広く御指導いただきました。このような御指導と御鞭撻に対し、心から感謝の意を捧げます。

修士課程当時、京都大学助教授であり、現在、大阪市立大学教授谷池義人先生には、本研究の遂行にあたり、角柱の空力不安定振動に関して御指導を受けました。ここに心から感謝の意を表します。

京都大学助教授丸山敬先生には、本研究の遂行にあたり、乱流境界層内の非定常流れの数値計算に関して御指導を受けました。ここに心からの感謝の意を表します。

博士課程当時、京都大学助手であり、現在、建設省建築研究所の奥田泰雄氏には、風工学に関して広範囲に渡って御指導をいただきました。また、日本建築総合試験所の西村宏昭氏には、風洞実験に関して様々な手法を御教示いただきました。これらは今回の研究を進める上で大変役に立ちました。これらの御指導に対して、深く感謝の意を表します。

京都大学防災研究所技官羽野淳介氏および杉政和光氏には、実験装置および模型の制作と風洞実験の測定において協力をいただきました。両氏に改めて感謝の意を表します。

研究室に所属していた、寺井徹氏（現住友金属）には、何も知らない私に研究の基本を教えていただきました。阿知和誠氏（現川崎製鉄）には、本研究の一部を卒論として取り組んでいただきました。また、修士課程に在学していた塚原康平氏（現大成建設）、玉井宏樹氏（現京都大学博士課程在学）には、活発な議論

をしていただき研究の助けとなりました。研究室に在籍された諸氏に感謝の意を表します。

防災研究所の建築系の先生方には、多くの御指導、御教示をいただきました。ここに感謝の意を表します。また、ともに研究に励んだ防災研究所の学生諸氏にも厚く御礼を申し上げます。

京都大学防災研究所教授國枝治郎先生および京都大学工学研究科環境地球工学専攻教授松本勝先生には、本論文に目を通していただき、適切な助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

本論文は、博士課程修了後前田建設工業に勤務し、2年間かけて完成させたものです。忙しい中、研究のための時間を与えてくださった前田建設工業に感謝します。とくに前田建設工業の社員であり、数値流体解析の先達である志村正幸氏および義江龍一郎氏には、研究に対して多くの助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

最後に、長い間学生生活続けることを許してくださった両親に感謝します。